Resonante Mikrowelleneinkopplung in eine überdichte Plasmasäule

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Günter Böhm
Steinbergkirche

Bochum 1976

Resonante Mikrowelleneinkopplung in eine überdichte Plasmasäule

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Günter Böhm
Steinbergkirche

Bochum 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht: 11.11.1976

Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.1976

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

I. Einleitung

II. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in magnetfeldfreien Plasmen.

II.1 Wellenausbreitung in einem unendlich ausgedehnten homogenen Plasma

II.1.1 Stoßfreier Fall

II.1.2 Wellenausbreitung unter Berücksichtigung von Stößen

II.2 Wellenausbreitung und -absorption im endlich ausgedehnten Plasma

II.2.1 Homogene endlich ausgedehnte Plasmaschicht

II.2.2 Inhomogene Plasmaschicht

II.3 Resonante Einkopplung und Absorption in einer überdichten Plasmaschicht

III. Experiment

III.1 Experimenteller Aufbau

III.2 Meßergebnisse an der stationären Mikrowellenladung

III.2.1 Messung der Feldüberhöhung im Resonator

III.2.2 Bestimmung der Feldüberhöhung aus der Resonanzgüte

III.3 Messung an der gepulsten Mikrowellenentladung

III.4 C-Band Messungen an einer positiven Säule

III.5 Diskussion der Resonanzgüten

IV. Anwendung des Plasmaresonators

IV.1.1 Diskussion der wichtigsten Möglichkeiten bei der parametrischen Wellenanregung im homogenen unendlich ausgedehnten Plasma

IV.1.2 Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung des Plasmas

IV.1.3 Parametrische Wellenanregung im inhomogenen Plasma

IV.2 Experimentelle Ergebnisse zur Anregung parametrischer Instabilitäten im Plasma

IV.2.1 Frequenzspektrum und Schwellwert

IV.2.2 Einfluß der Dichtegradienten

IV.2.3 Einfluß der Plasmawellen auf die Dämpfung elektromagnetischer Wellen

V. Zusammenfassung

VI. Anhang

I. Einleitung

Untersuchungen über die Absorption von Mikrowellen, das sind elektromagnetische Wellen im cm-Bereich, in Plasmen werden durchgeführt, einmal, um Aufheizungseffekte zu studieren und zum anderen, um elektrodenlos Plasmen zu erzeugen.

Bei der Plasmaerzeugung ist dabei besonders das Problem von Interesse, inwieweit es möglich ist, überdichte Plasmen zu erzeugen, das heißt Plasmen, bei denen die Plasmafrequenz höher ist als die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle. Da ein solches überdichtes Plasma eine einfallende elektromagnetische Welle beinahe vollständig reflektiert, wurde diese Möglichkeit früher ausgeschlossen, es sei denn, man nimmt ein äußeres statisches Magnetfeld zu Hilfe. Daß es dennoch möglich ist, in einfachen Hohlleitergeometrien magnetfeldfrei Mikrowellenentladungen aufrecht zu erhalten, deren Dichte bis zu einem Faktor fünfzig über der kritischen Dichte liegt, bei der gerade die Plasmafrequenz gleich der Mikrowellenfrequenz ist, wurde von Beerwald und Kampmann verschiedentlich nachgewiesen[1].

Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde auch auf die Möglichkeit hingewiesen, gerade die hohe Reflektivität des überdichten Plasmas auszunutzen und damit eine Resonanzordnung zu entwickeln, die eine fast vollständige Absorption der eingestrahlten Mikrowellenenergie ermöglicht.

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, zu prüfen, ob sich eine solche Resonatoranordnung mit Hilfe der Hohlleitertechnik einfach realisieren läßt und ihre Eigenschaften unter verschiedenen experimentellen Gegebenheiten zu untersuchen. Darüber hinaus galt das Interesse noch einer besonderen Problematik: Es sollte gerklärt werden, ob die in der Resonanz auftretenden starken Feldüberhöhungen bei Verwendung eines genügend starken Mikrowellensenders zu der in zahlreichen theoretischen Arbeiten vorhergesagten

parametrischen Anregung von Plasmawellen führt. Dabei war es notwendig, den in den durchgeführten Experimenten stets vorhandenen steilen Dichtegradienten besondere Beachtung zukommen zu lassen.

II. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in magnetfeldfreien Plasmen

Bei den elektromagnetischen Wellen, die wir im folgenden betrachten werden, handelt es sich stets um Mikrowellen, deren Freuqenz $> 10^9$ Hz ist. Wir werden bei all unseren Betrachtungen die Bewegung der Ionen in dem schnell oszillierenden elektrischen Feld der Welle vernachlässigen. Eine Wechselwirkung findet also nur mit dem Elektronengas statt.
In diesem Zusammenhang wollen wir zuerst den einfachsten Fall der Wellenausbreitung in einem homogenen unendlich ausgedehnten Plasma betrachten.

II.1 Wellenausbreitung in einem homogenen unendlich ausgedehnten Plasma

II.1.1 Stoßfreier Fall

Für den Fall eines kalten stoßfreien Plasmas wird die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen durch eine Dielektrizitätskonstante beschrieben, die man dem Plasma zuordnet (Eccles-Beziehung):

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \qquad (1)$$

ω_p ist dabei die Elektronenplasmafrequenz $\omega_p = \left(\frac{n \cdot e^2}{m\,\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}$ und ω die Frequenz der elektromagnetischen Welle.
Der oben angegebene Brechungsindex des Plasmas ist damit stets kleiner als 1. Die Wellenlänge ist somit stets größer als die entsprechende Vakuumwellenlänge, und die Phasengeschwindigkeit ist größer als die Lichtgeschwindigkeit.

$$v_{Ph} = \frac{c}{(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (2)$$

Mit wachsender Elektronendichte nimmt die Phasengeschwindigkeit zu. Sie wird unendlich, wenn die Plasmafrequenz gleich der Wellenfrequenz ist. In diesem Fall

verschwindet die Dielektrizitätskonstante des Plasmas. Man bezeichnet diese Stelle als cutoff und die entsprechende Dichte als cutoff- oder kritische Dichte.

Übersteigt die Elektronendichte diesen kritischen Wert, wird also $\omega_p > \omega$, so nennt man das Plasma überdicht. Die Dielektrizitätskonstante ist jetzt negativ und der Brechungsindex damit rein imaginär. Eine Wellenausbreitung ist nicht mehr möglich. Das elektrische Feld einer Welle klingt in einem solchen Plasma, überall gleichphasig schwingend, exponentiell ab.

Betrachten wir eine ebene Welle, die sich z.B. in z-Richtung ausbreitet in der Form

$$E \sim \exp(j\omega t - \gamma z), \text{ wobei } \gamma = \alpha + j\beta$$

die komplexe Wellenzahl ist.

Die Dispersionsbeziehung für eine solche Welle lautet

$$\gamma = j\sqrt{\varepsilon}\,\frac{\omega}{c} \tag{3}$$

Für den Fall eines überdichten Plasmas ($\omega_p > \omega$) wird $\beta = 0$ und für die Abklingkonstante gilt

$$\alpha = \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1\right)^{\frac{1}{2}}\,\frac{\omega}{c} \tag{4}$$

α gibt die Strecke an, nach der die Amplitude der Welle auf e^{-1} abgeklungen ist. Den Kehrwert von α nennt man Eindringtiefe δ. Für sehr stark überdichte Plasmen ($\omega_p^2 \gg \omega^2$) erhalten wir den bekannten, von der Frequenz unabhängigen Ausdruck für die stroßfreie Eindringtiefe

$$\delta \simeq \frac{c}{\omega_p} \tag{5}$$

II.1.2 Wellenausbreitung unter Berücksichtigung von Stößen

Alle bisherigen Betrachtungen haben einen wesentlichen Aspekt bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Plasmen außer Acht gelassen, die Absorption. Das Plasma absorbiert erst dann Energie aus der Welle, wenn die Elektronen durch Stöße mit Ionen oder Neutralteilchen bei ihrer Oszillation im elektrischen Wechselfeld gestört werden.
Diese Stöße berücksichtigt man bei der Herleitung der Dielektrizitätskonstanten durch einen Reibungsterm $m \cdot v \cdot \nu$, wobei ν als Stoßfrequenz für Impulsverlust bezeichnet wird. Für die Dielektrizitätskonstante erhält man jetzt den komplexen Ausdruck[2)]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu)} \tag{6}$$

Dabei haben Real- und Imaginärteil folgende Gestalt:

$$\mathrm{Re}(\varepsilon) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \tag{7}$$

$$\mathrm{Im}(\varepsilon) = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega}$$

Entsprechend erhält man einen komplexen Berechnungsindex

$$n = n_r + j n_i = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu)}\right]^{\frac{1}{2}}$$

Die Ausbreitungskonstante einer elektromagnetischen Welle hat jetzt folgenden Real- und Imaginärteil

$$\alpha = n_i \frac{\omega}{c}$$

$$\beta = n_r \frac{\omega}{c}$$

Für die n_r und n_i gelten die folgenden Beziehungen[2)]

$$n_r = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu^2}\right) + \frac{1}{2}\left\{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu^2}\,\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$n_i = \left[-\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu^2}\right) + \frac{1}{2}\left\{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu^2}\,\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (8)$$

In Bild 1 sind diese beiden Größen für verschiedene normierte Stoßfrequenzen ν/ω als Funktion der Elektronendichte ω_p^2/ω^2 aufgetragen.

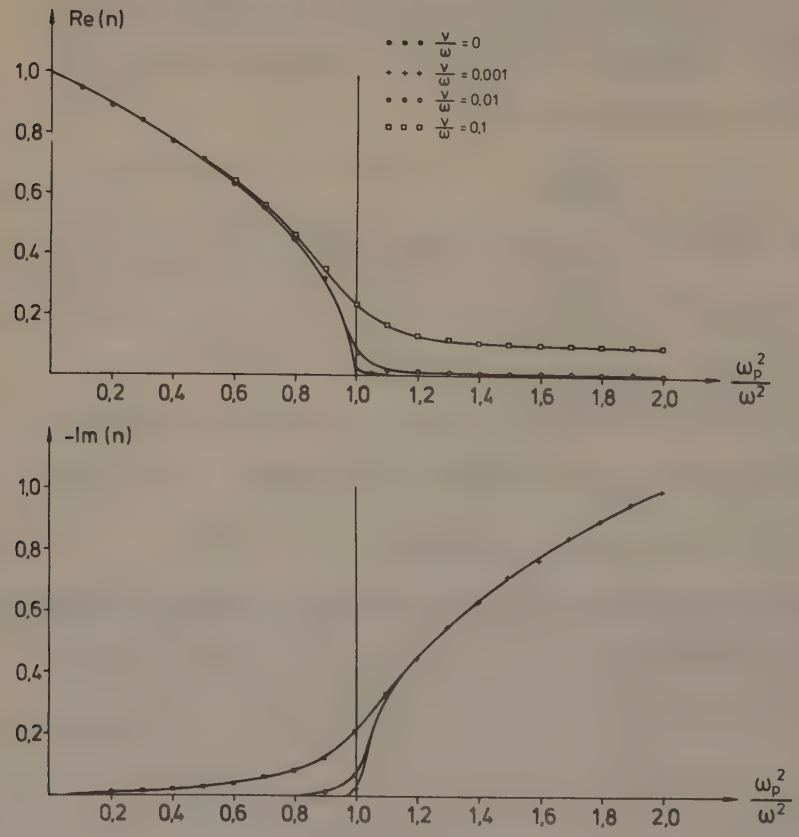


Abb. 1: Real- und Imaginärteil des Brechungsindex gegen die normierte Elektronendichte für verschiedene Stoßfrequenzen.

Ein deutlicher Unterschied zwischen dem stoßfreien Fall und der Berücksichtigung von Stößen tritt im unterdichten Plasma nicht auf. Erst in der Nähe des cutoffs, also bei der kritischen Dichte, zeigen sich deutliche Unterschiede. Der Realteil des Brechungsindex wird bei der kritischen Dichte nicht mehr Null. Er behält einen endlichen, wenn auch sehr kleinen Wert. Für ein sehr überdichtes Plasma hängt er allerdings nur noch sehr schwach von der Elektronendichte ab.

Der Imaginärteil bleibt im unterdichten Plasma relativ klein. Erst in der Nähe von $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \simeq 1$ steigt er an und erreicht für sehr überdichte Plasmen große Werte, die mit wachsender Dichte immer weniger von der Stoßfrequenz abhängen.

Unter Berücksichtigung von Stößen behält man zwar auch im überdichten Plasma einen Realteil des Brechungsindex; die elektromagnetische Welle breitet sich wegen des großen Imaginärteils nur sehr stark gedämpft aus.

II.2 Wellenausbreitung und -absorption im endlich ausgedehnten Plasma

Aus den Bemerkungen des letzten Kapitels ließe sich folgern, daß es sehr leicht möglich ist, elektromagnetisch Energie in einem überdichten Plasma zu absorbieren. In der Praxis stellt sich das Problem jedoch anders dar. Es liegt kein homogenes unendlich ausgedehntes Plasma vor, sondern ein inhomogenes Plasma endlicher Ausdehnung. Von außen muß aus einem Generator elektromagnetische Energie in das Plasma eingekoppelt werden. Wie aus Bild 1 ersichtlich, nimmt der Brechungsindex im überdichten Plasma sehr kleine Werte an. Das bedeutet, daß ein überdichtes Plasma, auf das vom Vakuum eine elektromagnetische Welle fällt, ein ausgezeichneter Reflektor ist. Nur der geringe Bruchteil der Wellenenergie, der tatsächlich eindringt, wird auch absorbiert.

Wenn die Ausdehnung des Plasmas in der Größenordnung der Wellenlänge ist und die Elektronendichte den kritischen Wert nicht allzu sehr übersteigt, wird

auch noch ein beträchtlicher Teil der Welle transmittiert.
Das Problem der Absorption elektromagnetischer Wellen in einem überdichten Plasma ist somit eigentlich ein Problem der Einkopplung von Wellenenergie in das stark reflektierende überdichte Plasma.

II.2.1 Homogene endlich ausgedehnte Plasmaschicht

Ein Plasma, wie es üblicherweise im Labor vorliegt, ist gekennzeichnet durch seine endliche Ausdehnung und mehr oder weniger steile Dichtegradienten. Um dem Absorptionsverhalten eines solchen Plasmas näherzukommen, betrachten wir zunächst einmal das Problem einer homogenen Plasmaschicht der Dicke d, auf die eine ebene Welle senkrecht auffällt. Die Beziehungen für Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsfaktor sind für eine einzelne Schicht leicht anzugeben. Es gilt:[2,3]

$$R = \frac{r\left\{\left[1- e^{-2\alpha d}\right]^2 + 4\, e^{-2\alpha d} \sin^2\beta d\right\}}{\left[1- r\, e^{-2\alpha d}\right]^2 + 4r\, e^{-2\alpha d} \sin^2(\beta d-\varphi)} \qquad (9)$$

$$T = \frac{\left[(1-r)^2 + 4r \sin^2\varphi\right]\, e^{-2\alpha d}}{\left[1-r\, e^{-2\alpha d}\right]^2 + 4r\, e^{-2\alpha d} \sin^2(\beta d-\varphi)} \qquad (10)$$

$$A = 1 - (T+R) \qquad (11)$$

Dabei ist $\alpha = n_i \frac{\omega}{c} = 2\pi n_i \frac{d}{\lambda}$ und

$$\beta = n_r \frac{\omega}{c} = 2\pi n_r \frac{d}{\lambda}$$

n_r und n_i sind die im vorigen Kapitel definierten Real- und Imaginärteile des Brechungsindex. d/λ ist das Verhältnis von Plasmadicke zu Vakuumwellenlänge.

Die Größen r und φ sind folgendermaßen definiert:

$$r = \frac{n_i^2 + (1 - n_r)^2}{n_r + (1 + n_r)^2}$$

$$\varphi = \arcsin \frac{2n_i}{\sqrt{r}\left[(1+n_r)^2+n_i^2\right]}$$

Für den Fall kleiner Stoßfrequenzen ($\nu^2 \ll \omega^2$) sind der Reflexionsfaktor, der Transmissions- und der Absorptionsfaktor gegen die normierte Elektronendichte ω_p^2/ω^2 in Abbildung 2 dargestellt. Der veränderliche Parameter ist dabei die relative Schichtdicke d/λ.

Sobald das Plasma überdicht wird, ist der Reflexionsfaktor nur noch wenig von 1 verschieden. Die Transmission nimmt je nach Schichtdicke sehr stark ab, sobald sich die Plasmadichte dem cutoff nähert. Das Maximum der Absorption liegt noch im unterdichten Bereich, etwas unterhalb der Plasmafrequenz. Allerdings wird bei der angeommenen Stoßfrequenz von $\nu/\omega = 0.001$ sehr wenig absorbiert.

Bei größeren Schichtdicken sind deutlich Reflexionsminima und -maxima zu erkennen. Sie entsprechen genau einem umgekehrten Verhalten in der Transmission. Zu diesen Oszillationen kommt es durch die trigonametrischen Funktionen in 9) und 1o), die physikalisch durch Vielfachreflexionen an den inneren Begrenzungen der Plasmaschicht zu erklären sind.

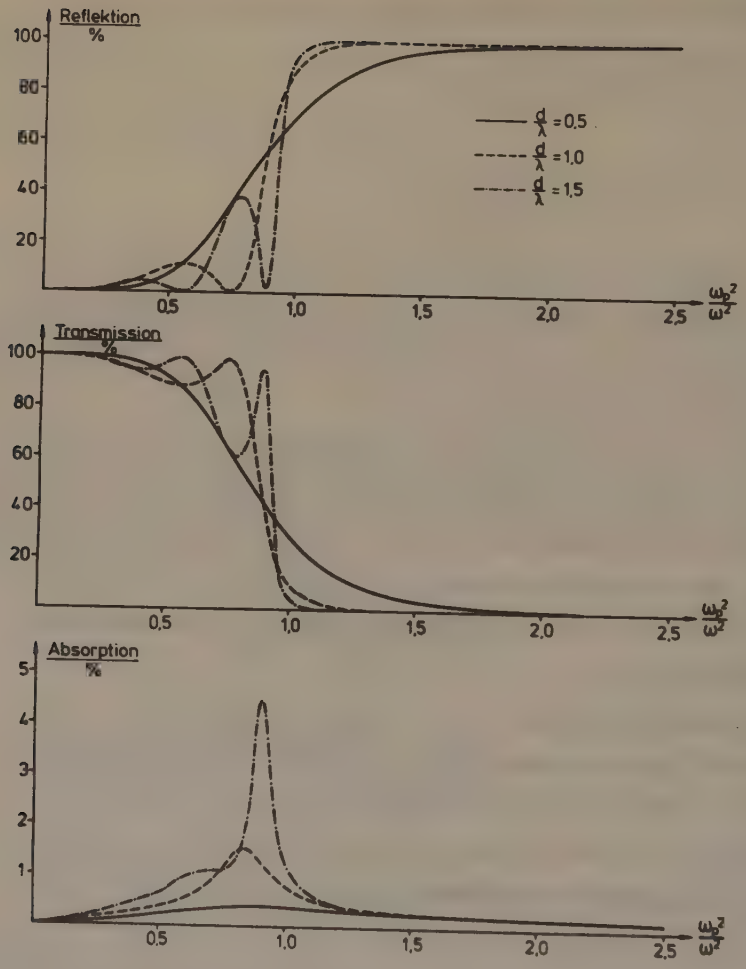
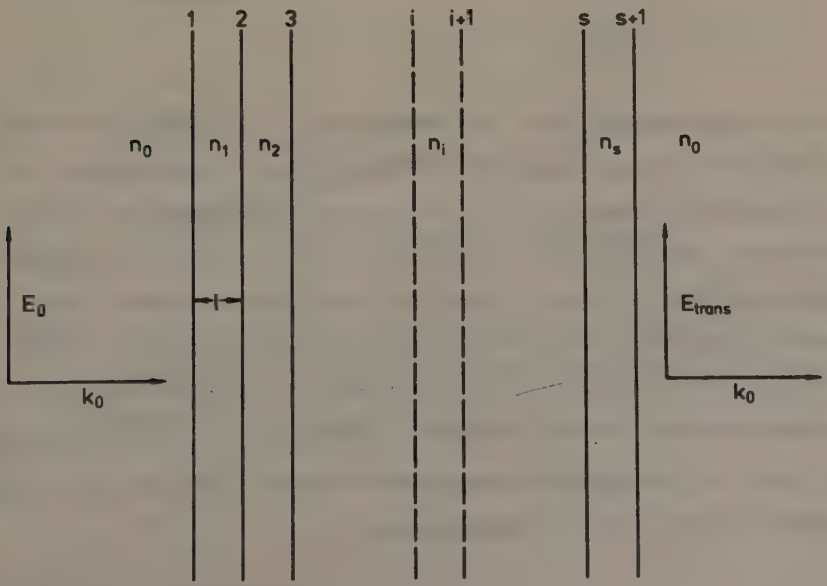


Abb. 2 Reflexionsfaktor, Transmissions- und Absorptionsfaktor in Abhängigkeit von ω_p^2/ω^2 für verschiedene Verhältnisse d/λ. Die konstante Stoßfrequenz ist $\nu/\omega = 0.001$.

II.2.2 Inhomogene Plasmaschicht

Die gerade diskutierte homogene Plasmaschicht beschreibt das Problem allerdings immer noch recht unzulänglich. In der Praxis existiert stets ein Dichtegradient anstelle des scharfen Dichtesprungs. Ein überdichtes Plasma besitzt somit eigentlich nur einen überdichten Kern und je nach Ausdehnung und Dichte mehr oder weniger unterdichte Randzonen. Diese Randschichten im Plasma führen bei Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle zu einer allmählichen Anpassung. Man kann jetzt erwarten, daß die Absorption verbessert wird, verglichen mit dem vorhin behandelten Problem des Dichtesprungs. Dabei wird die Anpassung natürlich immer besser, je flacher der Dichteanstieg ist.
Das Problem des inhomogenen Plasmas ist theoretisch in einem Vielschichtenmodell behandelt worden.
Dazu wird das inhomogene Plasma als ein aus vielen dünnen homogenen Schichten zusammengesetztes Medium betrachtet. Bei den vorliegenden Rechnungen wurden meistens 30 Schichten verwendet. Schematisch ist das Problem in der folgenden Skizze dargestellt:



Die $n_1 \ldots n_s$ sind dabei die durch Dichte und Stoßfrequenz gegebenen komplexen Berechnungsindizes.

Eine ebene Welle fällt senkrecht auf das aus vielen Schichten bestehende System. Die Amplitude dieser Welle sei E_0. Der komplexe Reflexionsfaktor ist

$$r = \frac{E_r}{E_0} ,$$

wobei E_r die reflektierte Amplitude ist. Entsprechend ist die Transmission bestimmt durch

$$t = \frac{E_{trans}}{E_0} .$$

Dabei ist E_{trans} die durch das gesamte System durchgegangene Amplitude.

Die interessierenden Leistungsreflexionsfaktoren und Leistungstransmissionsfaktoren erhält man einfach, indem man die obigen Amplitudenverhältnisse mit ihren konjugiert komplexen Werten multipliziert, also

$$R = \left| \frac{E_r}{E_0} \right|^2 \qquad \text{bzw.}$$

$$T = \left| \frac{E_{trans}}{E_0} \right|^2$$

Das Problem besteht jetzt darin, die Verhältnisse $\frac{E_r}{E_0}$ und $\frac{E_{trans}}{E_0}$ zu bestimmen. Dazu hat man die Randbedingungen für die tangentialen Feldkomponenten an den s+1 Grenzflächen aufzustellen. Das führt zu einem Gleichungssystem aus 2(s+1) Gleichungen. Lösungsmethoden für dieses System sind von verschiedenen Autoren angegeben worden[4,5]. Man erhält dabei schließlich Iterationsformeln, die numerisch ausgewertet werden können[6]. Das Ergebnis ist in Abbildung 3 dargestellt. Hier ist der Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsfaktor für verschiedene überdichte Plasmen dargestellt in Abhängigkeit der Gesamtschichtdicke d/λ. Dabei soll die Dichteverteilung einem Besselprofil gehorchen, und die Stoßfrequenz ist mit $\frac{\nu}{\omega} = 0.001$ angenommen worden.

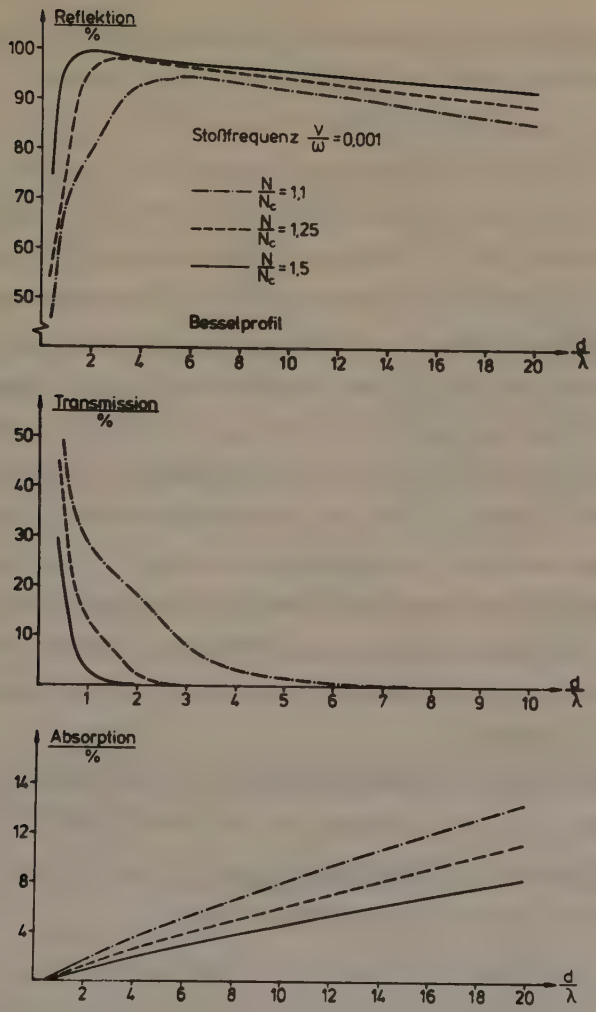


Abb. 3 Reflektierte, transmittierte und absorbierte Leistung in einer inhomogenen überdichten Plasmaschicht mit Bresselprofil. Die angenommene Stoßfrequenz beträgt $\frac{\nu}{\omega}$ = 0.001.

Für nur schwach überdichte Plasmen geringer Ausdehnung wird der größte Teil der Leistung transmittiert. Reflexion und Absorption spielen dabei noch keine große Rolle. Mit wachsender Schichtdicke nimmt die Transmission sehr stark ab, während die Absorption nur geringfügig zunimmt. Jetzt kommen auch hier die starken Reflexionseigenschaften des überdichten Plasmas zum Tragen.
Eine gute Absorption läßt sich natürlich durch Anpassung mit einem sehr flachen Dichtegradienten leicht erreichen. Für die im Experiment häufig verwandten Mikrowellen im X-Band, d.h. bei Wellenlängen von etwa 3 cm, könnte man mit etwa 50% Absorption bei einer Schichtdicke von etwa 4 m rechnen. In einem Laborexperiment ist das natürlich nicht zu realisieren. Außerdem würde in diesem Fall die Mikrowellenleistung fast vollständig im unterdichten Teil des Dichteprofils absorbiert werden. Aus verschiedenen Gründen, auf die später noch eingegangen werden soll, ist es aber gerade erwünscht, hohe elektrische Feldstärken gerade in der kritischen Zone der Dichteverteilung zu erhalten, in der $\omega_p^2 \simeq \omega^2$ ist. Zur Veranschaulichung ist in der nächsten Abbildung die Verteilung der elektrischen Feldstärke vor und in einer solchen überdichten Plasmaschicht dargestellt.
Wegen der Reflektivität der Plasmaschicht bildet sich eine stehende Welle aus. In den überdichten Teil des Plasmas dringt das elektrische Feld exponentiell abklingend ein. Hinter der Plasmaschicht breitet sich danach wieder eine elektromagnetische Welle sehr geringer Amplitude aus.

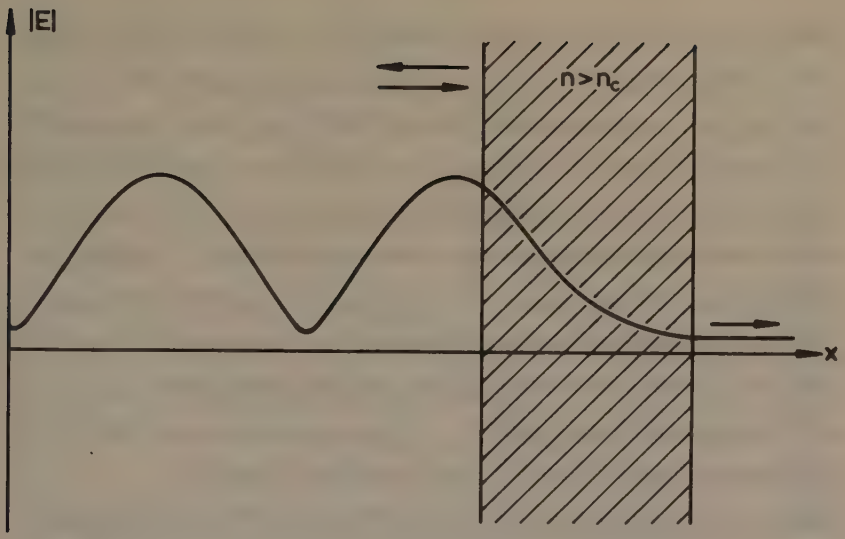


Abb. 4 Verteilung der elektrischen Feldstärke vor und in einer überdichten Plasmaschicht.

II.3 Resonante Einkopplung und Absorption in einer überdichten Plasmaschicht

Alle bisher angestellten Oberlegungen haben gezeigt, daß eine effektive Absorption elektromagnetischer Welle in einem endlich ausgedehnten, teilweise überdichten Plasma kaum möglich ist. Je nach dem Verhältnis ω_p^2/ω^2 und der Ausdehnung des Plasmas wird ein großer Teil der eingestrahlten Leistung entweder reflektiert oder transmittiert. Das elektrische Feld klingt im überdichten Teil des Plasmas exponentiell ab. Nur bei sehr ausgedehnten Plasmen mit flachem Dichtegradienten kommt es zu nennenswerter Absorption, allerdings hauptsächlich in den unterdichten Randzonen des Plasmas.

Gerade aus der bisher als störend empfundenen hohen Reflektivität der überdichten Plasmaschicht läßt sich aber eine Methode entwickeln, die zu einer fast vollständigen Absorption der Mikrowellenleistung führt. Betrachten wir dazu noch einmal Bild 4. Die Plasmaschicht wirkt für die einfallende elektromagnetische Welle wie ein geringfügig durchlässiger Spiegel. Bringt man hinter dem Plasma eine vollständig reflektierende Wand an, so entsteht ein Resonator, der ähnlich dem aus der Optik bekannten Fabry-Pérot-Resonator arbeitet. Bei geeignet gewähltem Abstand des Reflektors von der Plasmaschicht kommt es zu einer starken Oberhöhung der elektrischen Feldstärke, die dann zu einer sehr starken Absorption führt. In der nächsten Abbildung (Bild 5) ist die Feldverteilung für einen solchen Resonanzfall dargestellt.

Im Gebiet vor der Plasmaschicht bildet sich wegen der fast verschwindenden Reflektivität nur noch andeutungsweise eine stehende Welle aus. Die Feldverteilung im überdichten Teil des Plasmas ändert sich drastisch im Gegensatz zu dem Fall ohne reflektierende Wand. Statt exponentiell abzuklingen, steigt die Feldstärke jetzt erheblich an und erreicht im überdichten Teil Werte, die 6-8 mal höher liegen als die Feldstärke der eingestrahlten Welle. Das Feldstärkemaximum, das etwa um einen Faktor 12 überhöht ist, liegt im unterdichten Teil des Plasmas, ganz in der Nähe der kritischen Dichte. Eine Tatsache, die später noch von Bedeutung sein wird.

Dieses Resonanzverhalten läßt sich einmal einstellen, indem man den Abstand zwischen Plasma und Reflektor variiert und zum anderen, indem man bei festem Reflektorabstand die Elektronendichte verändert. Rechnet man für diese Fälle nach dem bereits erwähnten Schichtenmodell die Absorption aus, so übersteigt sie in beiden Fällen leicht 95%.

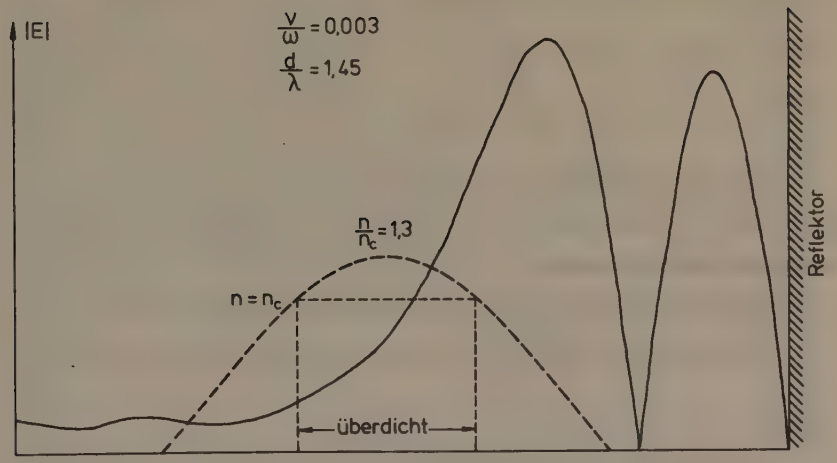
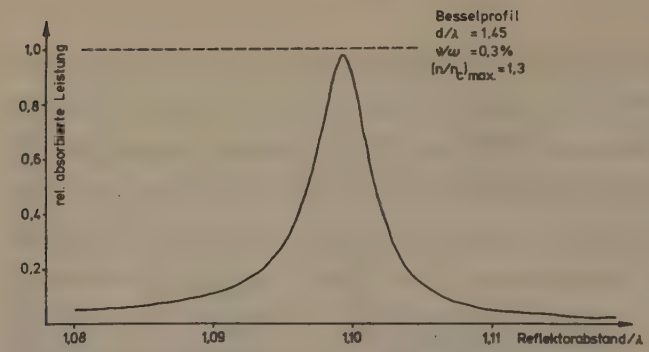
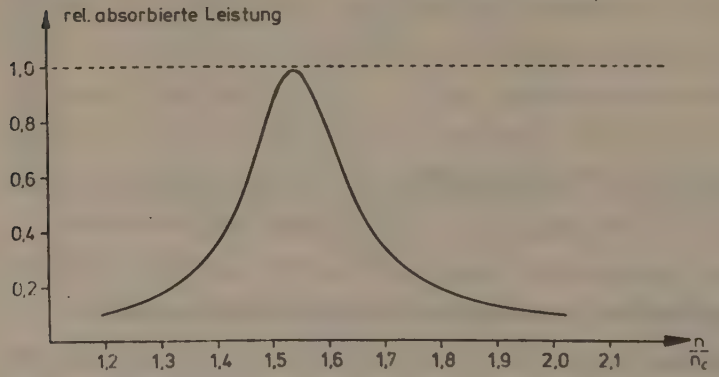


Abb. 5 Verteilung der elektrischen Feldstärke bei Ausbildung einer Resonanz.

In den nächsten Abbildungen 6a und 6b ist diese Resonanzabsorption für den Fall der Abstandvariation und den Fall der Dichteänderung dargestellt.



a)



b)

Abb. 6 Resonante Absorption in einer überdichten Plasmaschicht

III. Experiment

Die im vorigen Kapitel beschriebene resonante Einkopplung in eine überdichte Plasmaschicht läßt sich experimentell mit Hilfe der Hohlleitertechnik sehr einfach realisieren. Die Plasmaschicht wird durch die Säule einer Entladung gegeben, die so durch einen rechteckigen Hohlleiter gesteckt wird, daß das elektrische Feld der im Hohlleiter erregten H_{10}-Mode parallel zur Achse des Entladungsgefäßes gerichtet ist. Der Hohlleiter wurde dabei in Feldrichtung aufgeweitet und zwar hauptsächlich, um die Abstrahlenverluste durch die unvermeidlichen Löcher im Hohlleiter möglichst gering zu halten. Als reflektierende Wand wurde ein beweglicher Kurzschlußschieber hinter der Plasmasäule angebracht.

An dieser Stelle sollte kurz darauf eingegangen werden, inwieweit eine zylindrische Plasmasäule in einem rechteckigen Hohlleiter genügend gut beschrieben werden kann durch das Modell einer ebenen Plasmaschicht. Eine gewisse Rechtfertigung liegt bereits darin, daß die Verteilung der elektrischen Feldstärke bei der H_{10}-Mode über die Breitseite des Hohlleiters durch eine Sinusfunktion dargestellt wird. Die Plasmasäule wird durch die Mitte des Hohlleiters geschoben; sie befindet sich also im wesentlichen im homogensten Teil der Feldverteilung. Zum anderen wurden die einfachen Schichtenrechnungen verglichen mit Rechnungen von Ikegami[7], der für den Fall reiner Transmission, also ohne Reflektor exakt das Problem einer zylindrischen Plasmasäule in einem rechteckigen Hohlleiter gerechnet hat. Dabei zeigte sich für einen genügend großen Parameterbereich eine zufriedenstellende Übereinstimmung, so daß bei der erwünschten Exaktheit auf die wesentlich aufwendigeren genaueren Rechnungen verzichtet wurde.
Die Experimente wurden in zwei verschiedenen Frequenzbereichen an zwei verschiedenen Entladungstypen durchgeführt.

1) Messungen im X-Band, also bei Frequenzen zwischen 9 und 10GHz. Wegen der dabei benötigten Dichten $>10^{-12}cm^{-3}$ wurde für diese Experimente eine Mikrowellenentladung benutzt. Ein Vorteil dieser Entladung besteht darin, daß sie bei Zuhilfenahme eines axialen statischen Magnetfeldes bei relativ niedrigen Drucken brennt ($p \simeq 10^{-3}$Torr). Außerdem läßt sich eine solche Entladung leicht und sehr reproduzierbar pulsen, sodaß man im afterglow die beschriebene Resonanz sehr einfach durch Variation der Elektronendichte einstellen kann. Das statische Magnetfeld hat auf die Messung keinen Einfluß, da das elektrische Feld der als Meßsignal verwendeten Mikrowelle parallel zu dem Magnetfeld polarisiert ist.

2) Messungen im C-Bandbereich bei Frequenzen zwischen 4 und 5GHz. Da hier Elektronendichten $>2.5\cdot10^{11}$ cm^{-3} ausreichen, genügt als Targetplasma die positive Säule einer einfachen Gleichstromentladung. Diese hat verglichen mit der Mikrowellenentladung den Vorteil, daß auch im stationären Betrieb die Elektronendichte sehr einfach variiert werden kann. Der Hauptgrund für die Experimente im C-Band liegt allerdings darin, daß nur in diesem Frequenzbereich ein leistungsstarkes Verstärkerklystron zur Verfügung stand, wie es für die später beschriebenen Experimente benötigt wurde.

III.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau der bei den X-Bandmessungen verwendeten Mikrowellenentladung ist in Abb. 7 dargestellt. Die bei den späteren Messungen im C-Bandbereich benutzte Apparatur entsprach genau diesem Aufbau; nur wurde jetzt, wie schon vorher erwähnt, die Mikrowellenentladung durch eine einfache Gleichstromentladung ersetzt, für die dann auch kein äußeres statisches Magnetfeld mehr benötigt wurde. Diese Apparatur ist deshalb nicht noch einmal gesondert dargestellt worden.

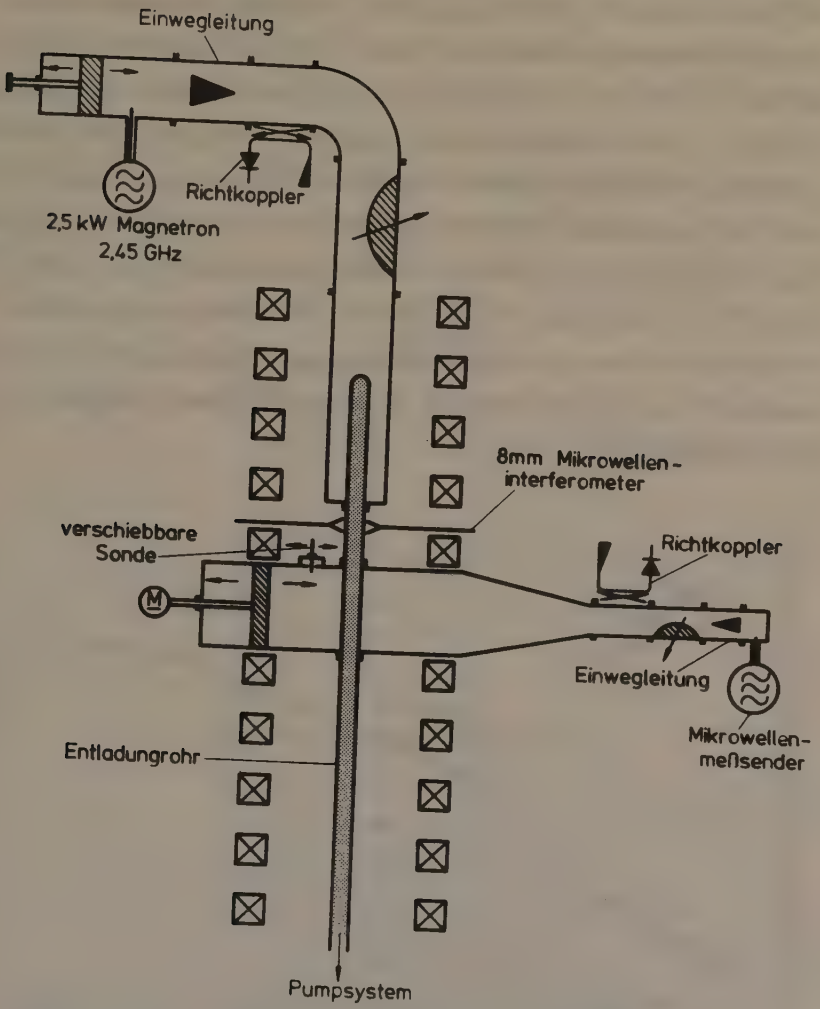


Abb. 7 Experimenteller Aufbau der Mikrowellenentladung.

Das Plasma wird von einem Magnetron bei einer Frequenz von 2.45GHz und einer maximalen Leistung von 2.5 kW erzeugt. Das Entladungsgefäß befindet sich koaxial in einem runden Hohlleiter, in dem die H_{11}-Hohlleitermode angeregt wird. Um auch bei relativ niedrigen Neutralgasdrucken eine Entladung aufrecht erhalten zu können, wird ein äußeres statisches Magnetfeld überlagert, dessen Feldlinien parallel zur Entladungsrohrachse verlaufen. Die mittlere Elektronendichte wurde mit einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer gemessen. Als Füllgas wird hauptsächlich Argon verwendet. Der üblicherweise verwendete Druckbereich liegt zwischen 10^{-3} und 10^{-2} Torr. Bei Mikrowellenentladungen ist die Elektronendichte relativ schlecht zu variieren. Sie ändert sich besonders bei Änderung des Neutralgasdruckes. Ein typischer Dichteverlauf bei Änderung des Neutralgasdruckes ist in Bild 8 dargestellt.

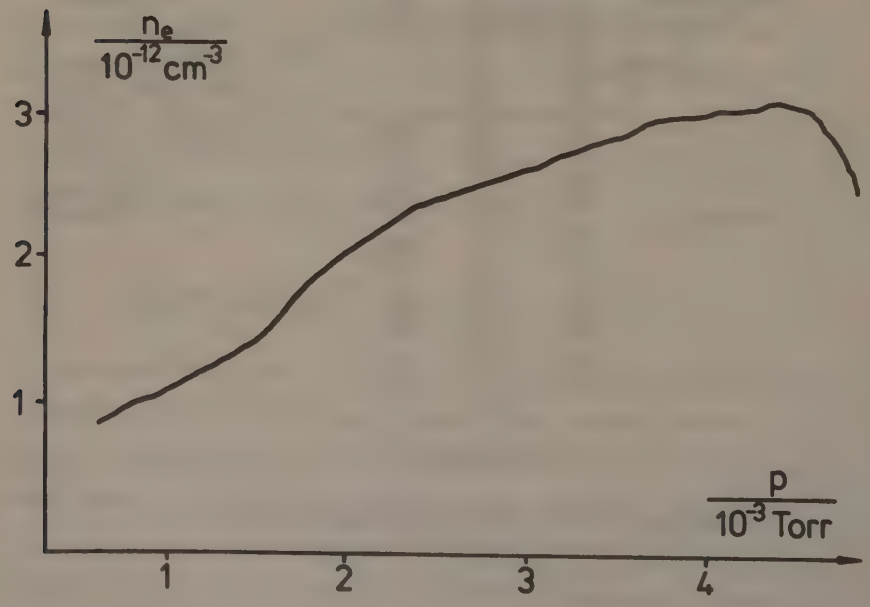


Abb. 8 Elektronendichte in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck

In den Teil der Entladung, der im wesentlichen axial homogen ist, wird das Mikrowellenmeßsignal eingekoppelt. Dazu wird in einem Rechteckhohlleiter die H_{10}-Mode angeregt. Ihre Feldverteilung ist in Abbildung 9 dargestellt. Das elektrische Feld besitzt wie bei allen H-Moden keine longitudinale Komponente. Es ist sinusförmig über die Breitseite des Hohlleiters verteilt. Wie bereits bemerkt worden ist, wurde zur Vermeidung größerer Abstrahlverluste der Hohlleiter in y-Richtung um einen Faktor sieben aufgeweitet. Die elektrische

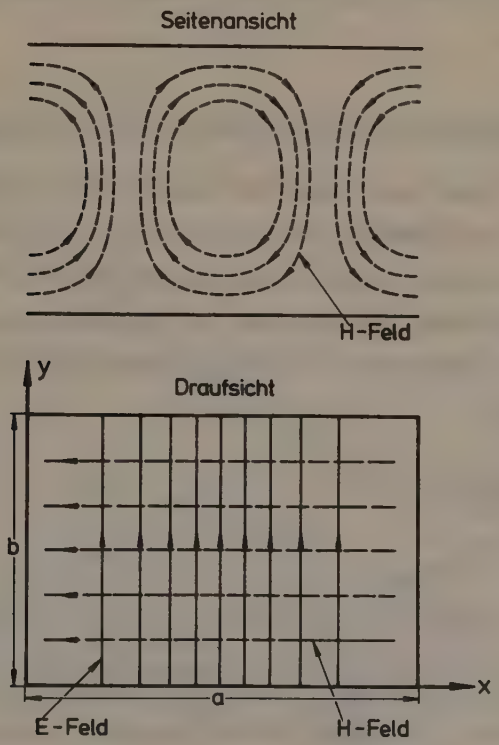


Abb. 9 Feldverteilung der H_{10}-Hohlleitermode im rechteckigen Hohlleiter

Feldstärke wird dementsprechend um diesen Faktor reduziert.
Für die bei den stationären Messungen hauptsächlich verwendete Frequenz von 9.2 GHz liegt die cutoff-Dichte bei etwa $1 \cdot 10^{-12} cm^{-3}$. Aus Abbildung 8 ist ersichtlich, daß man in einer solchen Mikrowellenentladung genügend überdichte Plasmen erzeugt, um das beschriebene Resonanzverhalten beobachten zu können. Dabei muß noch berücksichtigt werden, daß mit dem Interferometer nur die über die Plasmadicke gemittelte Elektronendichte gemessen werden kann.
Die Elektronenenergie, die durch Abschalten des Magnetrons mit Hilfe einer diamagnetischen Sonde gemessen wurde, beträgt in diesen Entladungen zwischen 2 und 4 eV.

III.2 Meßergebnisse an der stationären Mikrowellenentladung

Um in der soeben beschriebenen Entladungsanordnung resonant einzukoppeln, wurde bei sonst stationären Bedingungen der Abstand des Kurzschlußschiebers von der Plasmasäule variiert. Gemessen wurde über einen Richtkoppler die reflektierte Leistung mit einer Diode. Ein typischer Verlauf der reflektierten Leistung in Abhängigkeit von der Kurzschlußschieberstellung ist in Bild 10 dargestellt.

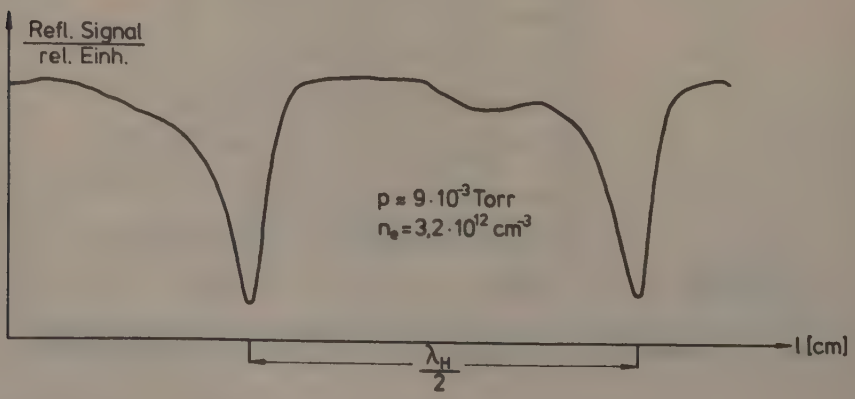


Abb. 10 Relexion in Abhängigkeit vom Kurzschlußschieberabstand

Die Strecke, über die sich der Kurzschlußschieber bewegen läßt, beträgt für die Frequenz von 9.2 GHz etwa eine Hohlleiterwellenlänge. Deutlich sind zwei resonanzartige Minima in der Reflexion zu erkennen. Wenn diese stark verminderte Reflexion auf die im vorigen Kapitel beschriebenen Resonanzen zurückzuführen sind, sollte der Abstand dieser Minima jeweils einer halben Hohlleiterwellenlänge entsprechen. Das ist für verschiedene Frequenzen überprüft worden. Das Ergebnis ist in Abb. 11 dargestellt. Hier gibt die durchgezogene Linie die theoretisch berechneten $\lambda_H/_2$-Werte für verschiedene Frequenzen wieder. Die Rechtecke stellen die experimentell ermittelten Abstände zwischen den Reflexionsminima dar.

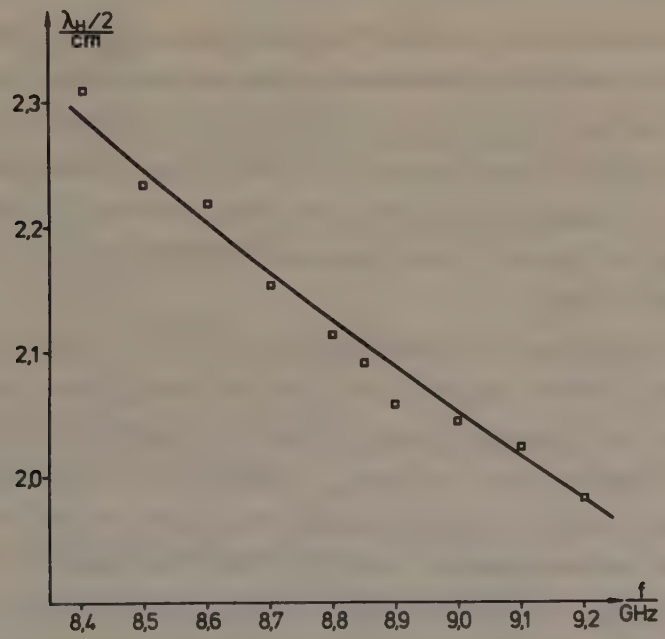


Abb. 11 Abstand der Reflexionsminima voneinander als Funktion der Frequenz. Die durchgezogene Linie stellt die $\lambda_H/_2$-Werte für die entsprechenden Frequenzen dar.

Wenn man das Auftreten dieser Resonanzen bei konstanter Frequenz aber bei

verschiedenen Elektronendichten beobachtet, so stellt man fest, daß bei ansteigender Elektronendichte der Kurzschlußschieber etwas von der Plasmasäule entfernt werden muß. Das entspricht der Vorstellung, daß bei wachsender Elektronendichte die kritische Schicht im Elektronendichteprofil weiter an den Außenrand rückt. Damit verkleinert sich der Resonanzraum zwischen Kurzschlußschieber und Plasmasäule, sodaß der Reflektor etwas zurückgenommen werden muß.

III.2.1 Messung der Feldüberhöhung im Resonator

Wie die Rechnungen mit der einfachen Plasmaschicht gezeigt haben, sollte bei Resonanz eine erhebliche Feldüberhöhung im Plasma und auch im Gebiet zwischen Plasma und Reflektor auftreten. Um die Feldverteilung im Resonator messen zu können, wurde der Hohlleiter hier geschlitzt und eine verschiebbare Sonde eingebracht. Im nächsten Bild 12 ist die gemessene Feldverteilung dargestellt. Dabei zeigt Bild 12a den Fall ohne Plasma und Bild 12b die Feldverteilung bei ausgebildeter Resonanz.

Die Kurven zeigen deutlich die Oberhöhung des Feldes in der Resonanz. Auch ohne Plasma besitzt das elektrische Feld wegen der Stehwellen eine sinusförmige Verteilung. Die Feldstärke bei reiner Transmission ist deshalb nur halb so hoch wie die Maxima in Abb. 12a. Deshalb kann man sagen, daß die Feldstärke im Resonator ungefähr um einen Faktor sieben höher ist als die der einfallenden Welle. Eine gewisse Ungenauigkeit liegt darin, daß bei der Messung keine Diode mit weitestgehend linearer Kennlinie zur Verfügung stand. Allerdings gibt die Größenordnung schon eine relativ gute Obereinstimmung mit dem einfachen Schichtenmodell.

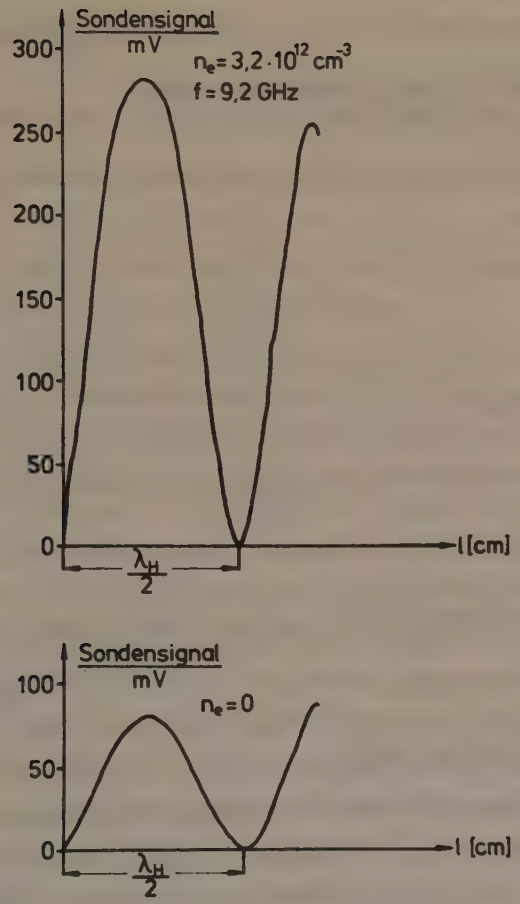


Abb. 12 Feldverteilung im Resonanzraum.

a) Ohne Plasma, b) bei ausgebildeter Resonanz

III.2.2 Bestimmung der Feldüberhöhung aus der Resonanzgüte

Eine weitere Methode, die Feldüberhöhung zu bestimmen, besteht darin, sie aus den gemessenen Güten der Resonanzen zu berechnen.

Die Güte eines Hohlraumresonators ist ganz allgemein folgendermaßen definiert:

$$Q = 2\pi \cdot \frac{\text{im Resonator gespeicherte Blindleistung}}{\text{Energieverlust pro Periode}}$$

Bezeichnen wir die Blindleistung mit W und die absorbierte Leistung mit P, so ergibt sich

$$Q = \omega_{res} \frac{W}{P} \tag{12}$$

Im Vakuumfall gilt

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_o \int_V E^2 dV \tag{13}$$

Das Integral ist dazu über das Resonatorvolumen zu erstrecken. Damit wird

$$\frac{Q}{\omega_r} = \frac{\int \frac{1}{2} \varepsilon_o E^2 dV}{P} \tag{14}$$

Der im Experiment vorliegende Resonator besitzt folgende Feldverteilung

$$E_y = E_{y0} \sin \frac{\pi}{a} \cdot x \cdot \sin \frac{\pi}{c} z. \tag{15}$$

Dabei ist c die Länge des Resonators.

Da das ausgedehnte Plasma keine scharfe Begrenzung des Resonators darstellt, ist eine exakte Angabe der Resonatorlänge nicht möglich. In der Rechnung wurde der Abstand zwischen dem Kurzschlußschieber und der kritischen Schicht genommen, d.h. der Stelle im angenommenen Bessel-Dichteprofil, bei der gerade $\omega_p^2 = \omega^2$ ist.

Für die Grundresonanz ergibt sich zwischen Maximalfeldstärke und Güte folgende Beziehung für die verwendeten Parameter

$$E_0 \simeq 0.65 \sqrt{Q} \; / \; \frac{V}{cm} \tag{16}$$

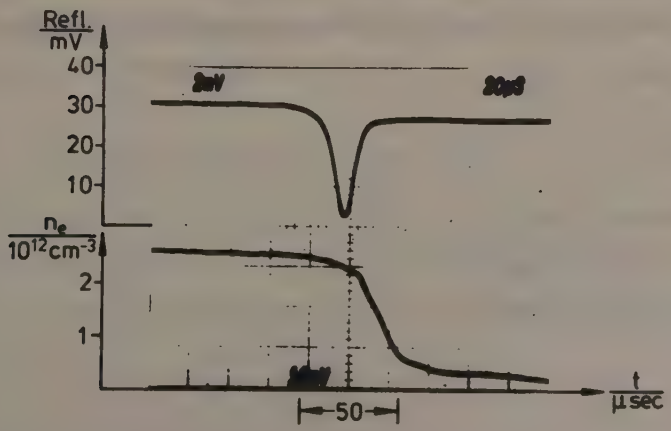
Berechnet man für den vorhin diskutierten Fall aus der Güte die Feldstärke, so erhält man Feldüberhöhung etwa um einen Faktor 10-11. Das entspricht den im Schichtenmodell berechneten Werten noch besser, als die durch direkte Messungen

gewonnenen Werte.

III.3 Messungen an der gepulsten Mikrowellenentladung

Es wurde zu Anfang bereits darauf hingewiesen, daß eine Resonanz sich auch bei Änderung der Elektronendichte einstellen lassen sollte. Diese Möglichkeit läßt sich im Experiment leicht realisieren, indem die Entladung gepulst wird und die Messungen im afterglow durchgeführt werden.
Bei diesen Untersuchungen wurde die gleiche Mikrowellenentladung wie vorher verwendet; nur wurde das Magnetron jetzt nicht stationär betrieben. Die maximale Pulsrate betrug etwa 50Hz und die maximale Pulslänge etwa 15 msec.

In den Oszillogrammen von Abbildung 13 ist folgendes dargestellt worden: Die oberen Oszillogramme zeigen das reflektierte Signal in Abhängigkeit von Zeit, die beiden unteren Oszillogramme geben den dazugehörigen zeitlichen Dichteverlauf im afterglow wieder. Es ist deutlich zu sehen, daß die Reflektionsminima, also die Resonanzen, immer bei der gleichen Elektronendichte auftreten. Bei der etwas höheren Anfangselektronendichte (2. Kurve) stellt sich die Resonanz dementsprechend später ein. Bei dem dann vorliegenden steileren Dichteabfall ist die Resonanzkurve auch schmaler.



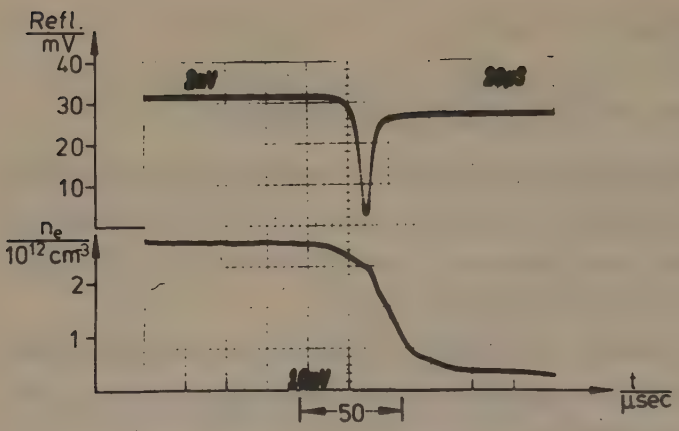


Abb. 13 Resonante Einkopplung bei gepulster Entladung

Um sicher zu gehen, daß die Reflektionsminima auch wirklich auf die beschriebene Resonanz zurückzuführen sind, wurde auch hier mit der Sonde die Spannung hinter der Plasmasäule gemessen.
Gleichzeitig konnte auch sichergestellt werden, daß das Reflektionsminimum wirklich erhöhte Absorption anzeigt und nicht auf eine verstärkte Abstrahlung durch die unvermeidlichen Löcher im Hohlleiter zurückzuführen ist. Dazu wurde mit einer kleinen Antenne das ausgekoppelte Signal gemessen. Diese drei Signale, Reflexion, die Spannung im Resonator und das ausgekoppelte Signal sind in Bild 14 dargestellt.

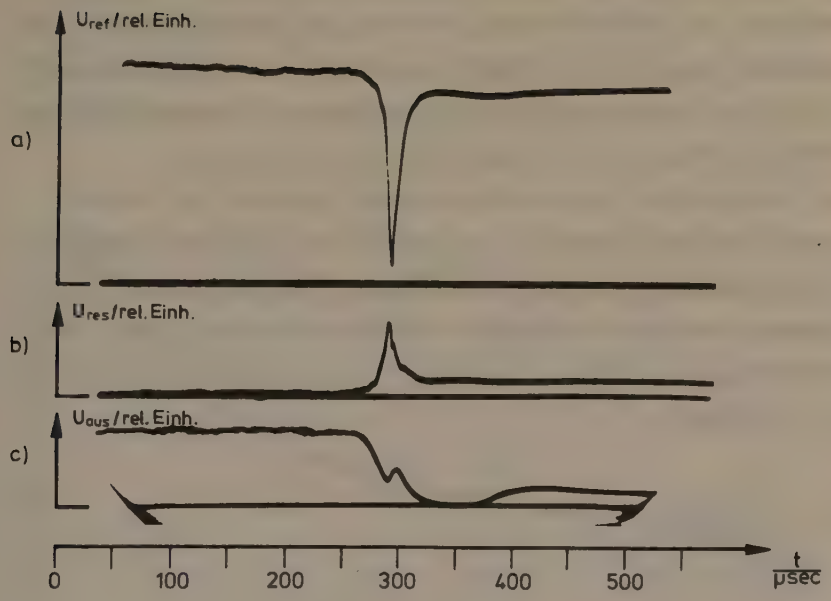


Abb. 14 Reflektiertes Signal, Spannung im Resonator und ausgekoppeltes Signal in der gepulsten Entladung

Damit ist sichergestellt, daß das Reflexionsminimum tatsächlich auf einer in der Resonanz auftretenden vermehrten Absorption und nicht auf einer vermehrten Auskopplung der Mikrowellenleistung beruht.

III.4 C-Band Messungen an einer positiven Säule

Eine dritte Möglichkeit, resonant in eine überdichte Plasmasäule einzukoppeln, besteht in der Variation der Frequenz bei festgehaltener Elektronendichte und festem Kurzschlußschieberabstand. Diese Messungen wurden aus bereits erwähnten

Gründen einmal im C-Bandbereich durchgeführt, also bei Frequenzen zwischen 4 und 5GHz. Als Targetplasma konnte jetzt wegen der niedrigen erforderlichen Elektronendichten die positive Säule einer normalen Gleichstromentladung verwendet werden. Ansonsten entsprachen Aufbau und Meßverfahren exakt denen der vorher besprochenen X-Bandmessungen an der Mikrowellenentladung.
Die Plasmaparameter, besonders die Elektronendichte wurden jetzt außer mit einem Mikrowelleninterferometer auch noch mit einer elektrostatischen Doppelsonde bestimmt. Bei einer Gleichstromentladung sollte ein einfacher linearer Zusammenhang zwischen Entladungsstrom und Elektronendichte bestehen. Für drei verschiedene Drucke ist der Zusammenhang für die verwendete Argonentladung in Bild 15 dargestellt.

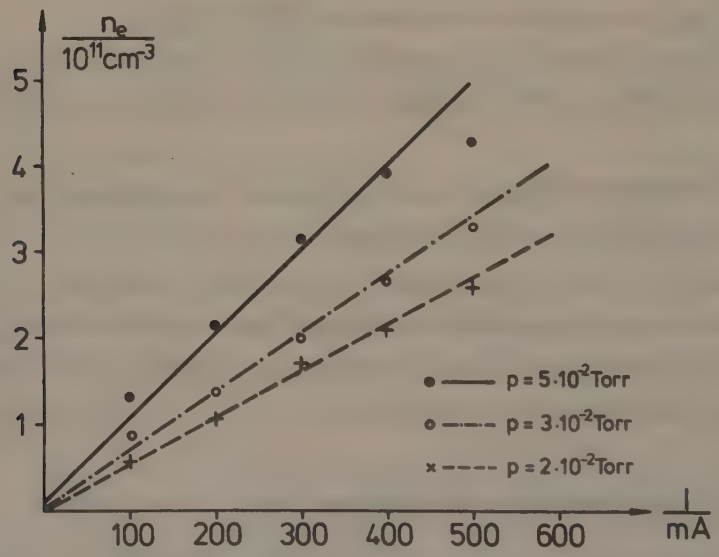


Abb. 15 Elektronendichte als Funktion des Entladungsstromes in einer Argonenetladung

Die Elektronentemperaturen wurden ebenfalls mit Hilfe der Doppelsonde bestimmt. Wie zu erwarten, waren sie weitgehend unabhängig von dem Entladungsstrom und änderten sich nur bei Änderung des Neutralgasdruckes. Den Verlauf der Elektronenenergie gegen den Neutralgasdruck zeigt Bild 16.

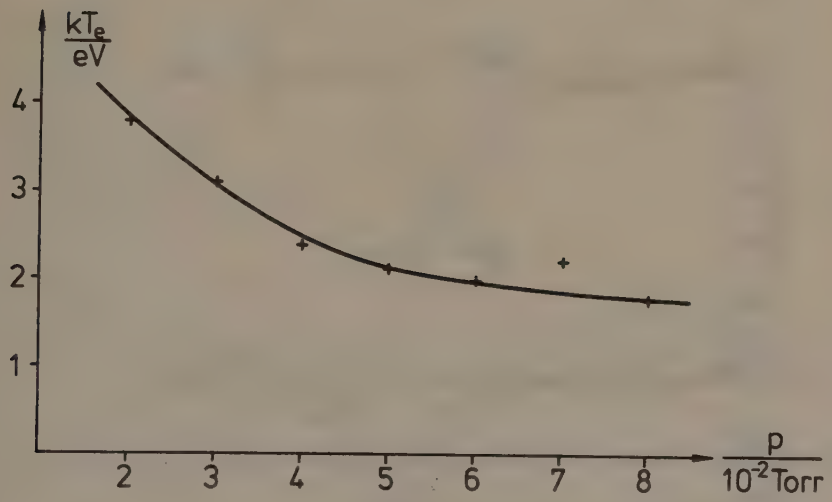


Abb. 16 Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck in Argon

Diese Entladung erlaubt es, auf sehr einfache Weise das Resonanzverhalten zu untersuchen. Bei einem Entladungsstrom von 470 mA und einem Neutralgasdruck von $2 \cdot 10^{-2}$ Torr wurde bei festem Reflektorabstand die Frequenz von 4,165 GHz bis 4,315 GHz variiert. Gemessen wurde wieder die reflektierte Leistung und zwar jetzt mit einem HP-Netzwerkanalysator, der die Dämpfung im reflektierten Signal direkt in dB angibt.

Die nächste Abbildung 17 zeigt die reflektierte Leistung, aufgetragen gegen die Frequenz für verschiedene Elektronendichten.

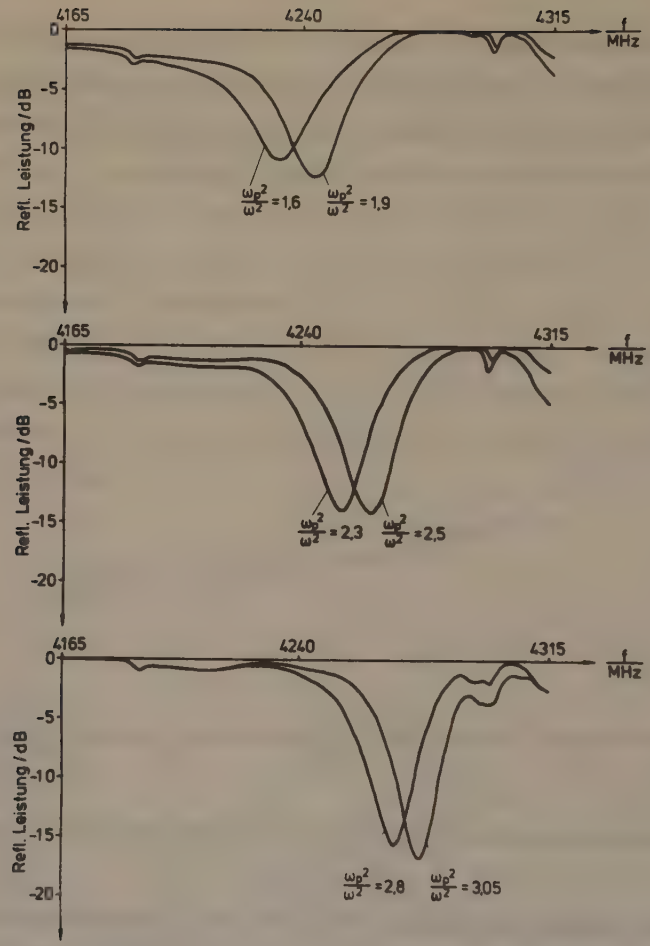


Abb. 17 Resonante Einkopplung bei Variation der Mikrowellenfrequenz

Man erkennt deutlich, daß sich die Resonanzfrequenz bei wachsender Elektronendichte zu höheren Frequenzen verschiebt. Dieses Verhalten ist auch zu erwarten; denn mit wachsender Elektronendichte verkürzt sich ja wieder die effektive Länge des Resonators. Außerdem werden die Resonanzkurven schmaler, da mit wachsender Elektronendichte die Ankopplung an den Resonator loser wird. Trägt man die gemessenen Absorptionen gegen die Elektronendichte auf, so zeigt sich deutlich, daß bei ausgebildeter Resonanz fast immer mehr als 90% der angebotenen Leistung absorbiert wird.

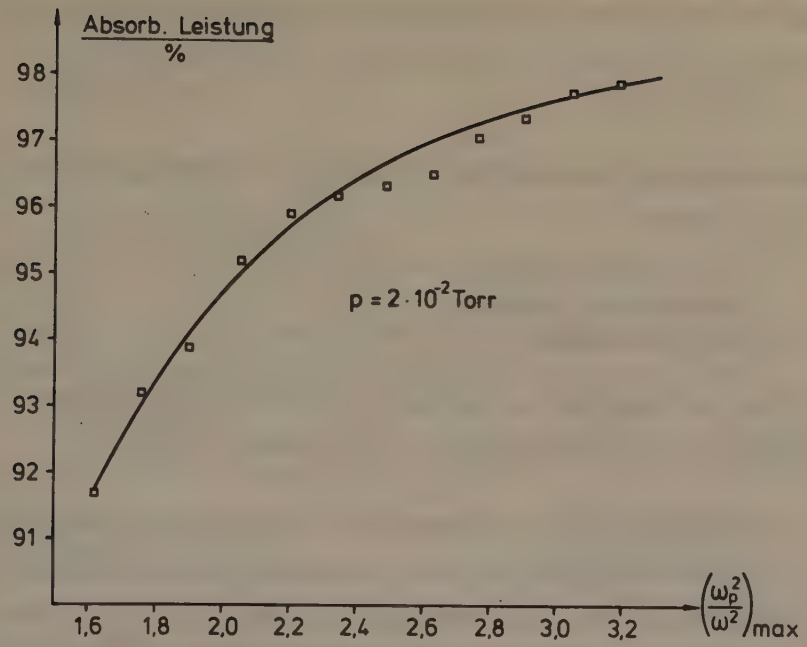


Abb. 18 Absorbierte Leistung in Abhängigkeit von der normierten Plasmadichte

Um sicherzugehen, daß in der beschriebenen Resonanzanordnung das Plasma tatsächlich der am stärksten absorbierende Teil ist, sind die folgenden Überlegungen angestellt worden.

III.5 Diskussion der Resonanzgüten

Die Güte eines an eine Leitung angekoppelten Resonators ist einmal gegeben durch die Güte Q_0, die allein durch die Verluste im Resonator bestimmt ist und durch eine Güte Q_1, die man auch als äußere Güte bezeichnet und die den Energieaustausch mit der an den Resonator angekoppelten Leitung beschreibt[8].

Die tatsächlich gemessene Güte Q_g bestimmt sich daraus folgendermaßen:

$$\frac{1}{Q_g} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_1} \tag{17}$$

Bei der Ankopplung eines Resonators an eine Leitung unterscheidet man drei verschiedene Fälle

1) unterkritische Kopplung
2) überkritische Kopplung
3) kritische Kopplung

Für diese drei Fälle läßt sich die Güte Q_0, die die Verluste im Resonator beschreibt, aus der gemessenen Güte wie folgt berechnen

$$\begin{aligned} &1)\ Q_0 = Q_g\,(1 + \tfrac{1}{s}) \\ &2)\ Q_0 = Q_g\,(1 + s) \\ &3)\ Q_0 = 2\,Q_g \end{aligned} \tag{18}$$

Die Größe s bezeichnet man als Stehwellenverhältnis. Sie ist definiert als

$$s = \frac{1 + |r|}{1 - |r|} \tag{19}$$

wobei $|r|$ der Betrag des Reflexionsfaktors ist. Kritische Kopplung liegt demnach genau vor, wenn $|r|$ gerade Null ist. $|r|^2$ ist dabei einfach das sehr leicht zu messende Verhältnis von reflektierter zu angebotener Leistung. Mit dem bei der Messung verwendeten Netzwerkanalysator läßt sich auch sehr einfach entscheiden, welcher Kopplungsfall vorliegt. Aus den gemessenen Werten für $|r|^2$ und Q_g ergeben sich Güten Q_0, die zwischen 350 und 700 liegen. Damit hat man die Güten bestimmt, die unabhängig von der Ankopplung allein durch die Dämpfungsverluste im Resonator gegeben sind.

Um nun abzuschätzen, ob das Plasma der Hauptdämpfungsmechanismus ist, können wir die Güte eines Resonators gleicher Geometrie berechnen, der ausschließlich aus Metall besteht.

Für einen H_{101}-Resonator mit rechteckigem Querschnitt erhält man eine Güte [8]

$$Q = \frac{\lambda res}{\delta} \frac{b}{2} \frac{(a^2 + c^2)^{\frac{3}{2}}}{c^3 (a+2b)+a^3(c+2b)} \qquad (20)$$

Dabei sind a,b und c die Seitenlängen des Resonators und δ die Eindringtiefe, die für einen Hochfrequenzstrom der Kreisfrequenz ω bestimmt ist durch

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu \cdot \mu_o \cdot \sigma}} \qquad (21)$$

μ ist die Permeabilität und σ die Leitfähigkeit des verwendeten Metalls. Im Experiment wurde Messing verwendet, dessen Leitfähigkeiten zwischen 25 $\frac{m}{\Omega\ mm^2}$ und 15 $\frac{m}{\Omega\ mm^2}$ liegen. Damit ergeben sich nach der obigen Beziehung Güten zwischen 9000 und 12 000, also weitaus höhere Werte als in unserem Fall, in dem eine Wand des Resonators durch das überdichte Plasma gebildet wird. Damit kann man sicher sein, daß die stärkste Dämpfung in der Resonanzanordnung tatsächlich durch das Plasma verursacht wird und die Absorption in den Metallwänden keine Rolle spielt.

IV. Anwendung des Plasmaresonators

Die vorher beschriebene Resonanzanordnung unterscheidet sich in einem Punkt wesentlich von der Verwendung üblicher Hohlraumresonatoren. Bei ihr erfolgt die Einkopplung nicht über separate Koppelelemente, sondern durch die überdichte Plasmasäule selbst. Das hat den großen Vorteil, daß auch bei verstimmtem Resonator das Plasma immer noch dem elektrischen Feld der einfallenden Mikrowelle ausgesetzt ist, wogegen bei einem üblichen Hohlraumresonator beinahe totale Reflexion schon an der Einkoppelstelle selbst stattfindet. Ein zweiter Vorteil ist in folgender Tatsache zu sehen: Um optimale Einkopplung zu erreichen ist es notwendig, bei Erhöhung der Güte den Kopplungsfaktor des Resonators zu verringern. Das ist bei Verwendung von äußeren Koppelelementen häufig technisch recht schwierig zu realisieren, besonders dann, wenn hohe Mikrowellenleistungen ($\approx$ 1kW) verwendet werden. Eine Güteerhöhung tritt bei dem beschriebenen Resonator z.B. dann ein, wenn sich die Plasmadichte erhöht. Dabei nimmt aber gleichzeitig die Transparenz der Plasmasäule ab, und der Kopplungsfaktor verringert sich automatisch. Damit ist also ein gewisser Regelmechanismus gegeben. Diese beiden Vorteile spielen z.B. dann eine große Rolle, wenn diese Resonanzanordnung zur Plasmaerzeugung verwendet wird. Dieser Anwendungsbereich ist bei verschiedenen Untersuchungen schon mit Erfolg benutzt worden.

Eine weitere Eigenschaft des Plasmaresonators hat sich als besonders nützlich herausgestellt: Die starke Feldüberhöhung im unterdichten Teil des Plasmas in der Nähe der kritischen Dichte. Auf dieser Tatsache beruht die sehr gute Eignung der Resonanzanordnung zur Untersuchung parametrischer Instabilitäten. Auf dieses Problem soll im folgenden näher eingegangen werden.
Zuerst soll ein Überblick gegeben werden über die wichtigsten Möglichkeiten der parametrischen Instabilitäten, d.h. der nichtlinearen Wechselwirkung von drei im Plasma möglichen Wellen, in einem homogenen, magnetfeldfreien Plasma. Danach wird dann erläutert, welche Änderungen durch das Vorhandensein von

unvermeidlichen Dichtegradienten auftreten.

IV.1 Parametrische Wellenanregung

Die Möglichkeit, daß ein genügend starkes elektrisches Wechselfeld in einem Plasma zu einer Anfachung von Wellen führen kann, ist besonders theoretisch von verschiedenen Autoren eingehend untersucht worden[9,10,11,12]. Diese Erscheinung wird häufig auch als Anregung parametrischer Instabilitäten oder nichtlineare Wellenwechselwirkung bezeichnet. Die miteinander wechselwirkenden Wellen sind im einfachsten Fall die natürlichen Eigenmoden des Plasmas. Für ein unendlich ausgedehntes homogenes magnetfreies Plasma sind dies die folgenden drei Wellentypen:

1) Die elektromagnetische Welle mit der linearen Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 , \qquad (22)$$

wobei ω_p die Plasmafrequenz und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

2) Die elektrostatische Plasmawelle oder Langmuirwelle, die folgender Dispersionsbeziehung gehorcht:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_{th}^2 \qquad (23)$$

v_{th} ist die mittlere thermische Geschwindigkeit.

3) Die ionenakustische Welle mit der Dispersionsbeziehung

$$\omega^2 = \frac{k^2 c_s^2}{1+k^2 \lambda_D^2} \qquad (24)$$

Dabei ist $c_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}$ und $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_o k_B T_e}{n e^2}}$

Für den Fall großer Wellenlängen geht die obige Beziehung einfach über in

$\omega^2 = k^2 c_s^2$.

Man erkennt an den Dispersionsrelationen, daß die ersten beiden Wellentypen nur ausbreitungsfähig sind für den Fall eines unterdichten Plasmas, also für $\omega > \omega_p$.

In einem realen Plasma breiten sich diese Wellen gedämpft aus. Dabei haben die Dämpfungsraten für die drei Wellen folgende Gestalt.

1) Für die elektromagnetische Welle gilt $\gamma_{EM} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\nu_e}{2}$;
2) für die Langmuirwelle gilt $\gamma_L = \frac{\nu_e}{2}$;
3) für die ionenakustische Welle gilt $\gamma_i = \frac{\nu_i}{2}$.

Dabei sind ν_e und ν_i im schwach ionisierten Plasma, wie es im Labor meistens vorliegt, die Stoßfrequenzen zwischen Elektronen bzw. Ionen und Neutralteilchen. Diese Dämpfung der Wellen führt dazu, daß ein Instabilwerden der Wellen erst dann auftritt, wenn das elektrische Feld einen bestimmten Schwellwert überschritten hat.

Physikalisch läßt sich die nichtlineare Kopplung zwischen den einzelnen Wellen auf einen sehr einfachen Ursprung zurückführen. Alle nichtlinearen Effekte bei der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Plasma rühren von einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen Ladungen, Strömen und dem elektrischen Wechselfeld her. Diese Erscheinung läßt sich wieder zurückführen auf die Wirkung einer Kraft auf die geladenen Teilchen, die gewöhnlich ponderomotive Kraft genannt wird. Es ist eine Kraft, die im inhomogenen elektrischen Wechselfeld auf geladene Teilchen wirkt und ihnen eine Beschleunigung

$$\ddot{x} = -\frac{q^2}{2m\omega^2} \nabla \langle E^2 \rangle$$

erteilt.

q ist dabei die Ladung der Teilchen. Die spitze Klammer deutet an, daß zeitlich über die Dauer einer Oszillationsperiode gemittelt werden muß. Das Minuszeichen bedeutet, daß die Teilchen gegen den Feldgradienten beschleunigt werden, also aus einem Gebiet starken elektrischen Feldes in ein Gebiet schwachen elektrischen Feldes laufen. Da die Beschleunigung umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse ist, können wir die Wirkung dieser Kraft auf die Ionen vernachlässigen. Die elektrostatische Kopplung in einem Plasma überträgt allerdings die Wirkung dieser Kraft von den Elektronen auf die Ionen.

Neben der Notwendigkeit einer genügend hohen elektrischen Feldstärke zur Oberwindung des Schwellwertes ist die parametrische Anregung von Wellen durch Auswahlregeln für die Frequenz und die Wellenzahl der beteiligten Wellen gekennzeichnet. Die auch als Energie- bzw. als Impulserhaltungssatz bezeichneten Bedingungen lauten:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$$
$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \qquad (25)$$

Dabei steht der Index 0 für die einfallende Pumpwelle und die Indizes 1 und 2 für die parametrisch verstärkten Wellen.

IV.1.1 Diskussion der wichtigsten Möglichkeiten bei der parametrischen Wellenanregung im homogenen unendlich ausgedehnten Plasma

Das wohl bekannteste Beispiel ist die sogenannte Zerfallsinstabilität. Damit ist der Fall gemeint, daß in einem starken elektromagnetischen Wechselfeld eine Langmuir- und eine Ionenschallwelle parametrisch verstärkt werden. Dieser Prozeß wurde eingehend theoretisch von den Autoren [9-12] untersucht. Für diesen Fall ist es notwendig, wie aus 25) ersichtlich, daß die Frequenz der Pumpwelle größer ist als die Frequenz der Langmuirwelle. Als Schwellwert für diese In-

stabilität wird folgender Wert angegeben:

$$\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4n\, k_B T_e} \simeq 4\, \frac{\gamma_L \gamma_i}{\omega_L \omega_i}\, (1 + \frac{\gamma_L^2}{4\omega_2^2}) \qquad (26)$$

Dabei sind ω_L und γ_L die Frequenz bzw. die Dämpfungsrate der Langmuirwelle und ω_i und γ_i die entsprechenden Größen für die ionenakustische Welle. Der hier beschriebene Prozeß findet statt für Frequenzen der Pumpwelle, die in der Nähe der Plasmafrequenz liegen.

Falls die Frequenz des Pumpfeldes nicht größer ist als die Frequenz der Langmuirwelle, gibt es nach Nishikawa eine andere Instabilität. Sie wird oszillierende Zweistrominstabilität oder im Englischen "purely growing mode" genannt. Der Grund für diesen Namen ist die Tatsache, daß neben der Lanmuirwelle eine Störung in der Ionendichte angefacht wird, die nicht oszilliert, sondern zeitlich einfach anwächst. Der Realteil der Frequenz ist somit Null. Im Frequenzspektrum ist diese Instabilität nicht nachzuweisen, da die Frequenz der Langmuirwelle nicht von der der Pumpwelle zu unterscheiden ist. Für diese Instabilität wird in der Literatur folgender Schwellwert angegeben:

$$\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{n_e k_B T_e} \simeq 4(1 + \frac{T_i}{T_e})\, \frac{\gamma_L}{\omega_0} \qquad (27)$$

Für den in Laborplasmen häufig vorliegenden Fall $T_e \gg T_i$ wird der Schwellwert einfach

$$\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{n_e k_B T_e} \simeq 4\, \frac{\gamma_L}{\omega_0}$$

Bei den beiden letzten noch zu besprechenden Instabilitäten handelt es sich um den "Zerfall" einer elektromagnetischen Pumpwelle in eine weitere elektromagnetische Welle verschobener Frequenz und in eine Langmuir- bzw. Ionenschallwelle[13]

Im ersten Fall spricht man von Raman- und im zweiten Fall von Brillouinstreuung. Physikalisch kann man sich den Vorgang folgendermaßen veranschaulichen: Stellen wir uns eine Dichtestörung vor, die z.B. durch eine Langmuirwelle verursacht wird. Sie soll sich etwa parallel zu der eingestrahlten elektromagnetischen Welle ausbreiten. Die Dichtestörung wirkt dann wie ein optisches Gitter, an dem die Welle gestreut wird. Durch Interferenz bildet sich eine stehende Welle aus. Die damit verbundene Intensitätsverteilung führt zu einer sinusförmigen ponderamotiven Kraft, deren Phase so ist, daß es zu einer Aufsteilung der Dichtestörung kommt, wodurch dann wieder die Streuung erhöht wird. Sowohl für die Raman- als auch die Brillouinstreuung sind die Anwachsraten am größten für den Fall der Streuung unter 180^0. Deshalb betrachtet man häufig nur den Fall der Rückstreuung.

Für die Ramanrückstreuung ist der Schwellwert, angegeben im Verhältnis von Oszillationsgeschwindigkeit im Pumpfeld ($v_0 = \frac{e E_0}{m \omega_0}$) zu Lichtgeschwindigkeit gegeben durch

$$\frac{v_0^2}{c^2} = \frac{\gamma_1 \gamma_L}{\omega_0 \omega_L} \tag{28}$$

γ_1 ist dabei die Dämpfungsrate der gestreuten elektromagnetischen Welle. Der Dichtebereich, in dem die Bedingungen für Ramanstreuung erfüllt sind liegt weit im unterdichten. Er wird üblicherweise wie folgt angegeben

$$\frac{\omega_0}{2} > \omega_p > \frac{1}{2} \left(\frac{v_{th}}{c}\right)^2 \omega_0.$$

Für die Brillouinrückstreuung muß folgender Schwellwert überschritten werden

$$\frac{v_0^2}{c^2} \simeq \frac{\gamma_1 \gamma_i \omega_i}{\omega_{p_i}^2 \omega_0} \tag{29}$$

γ_1 ist wieder die Dämpfungsrate der gestreuten elektromagnetischen Welle und ω_{p_i} die Ionenplasmafrequenz.

Der Dichtebereich für die Brillouinstreuung läßt sich folgendermaßen eingrenzen

$$\omega_0 > \omega_p > \frac{k_B T_i}{m_e c^2}\omega_0 \text{ mit } k_B T_i \text{ als thermischer}$$

Ionenenergie.

Der Bereich umfaßt also praktisch das gesamte unterdichte Plasma.

IV.1.2 Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung des Plasmas

Im vorigen Kapitel ist eine kurze Obersicht über die verschiedenen nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den im unmagnetischen Plasma möglichen Wellentypen gegeben worden. Für Laborexperimente ist eine Theorie, die von einem homogenen unendlich ausgedehnten Plasma ausgeht, sicher etwas zu grob. Es ist deshalb notwendig, Oberlegungen anzustellen, welche Änderungen durch das Vorhandensein von unvermeidlichen Dichtegradienten und der endlichen Ausdehnung des Plasmas zu erwarten sind.

Die Wirkung der endlichen Ausdehnung des Plasmas ist qualitativ sehr einfach zu übersehen. Nehmen wir z.B. eine Plasmascheibe der Dicke D, die sich von z=0 bis z=D erstreckt und betrachten wir den Fall der Ramanrückstreuung. Eine elektromagnetische Welle soll von z=0 in das Plasma eindringen. Von der gestreuten elektromagnetischen Welle ist bei z=D nicht mehr zu merken. Sie verläßt das Plasma bei z=0 wieder und kann nicht mehr zu einer weiteren Anfachung der Plasmawelle beitragen. Die entstehende Plasmawelle läuft in die andere Richtung und wird an der Grenzschicht bei z=D absorbiert. Diese beiden Prozesse stellen einen Energieverlust dar, der vergleichbar ist mit der normalen Stoßdämpfung der Wellen. In den Schwellwert geht immer das Produkt der Dämpfungsraten γ_1 und γ_2 der parametrisch verstärkten Wellen ein.

Nimmt man an, daß der eben beschriebene Verlustmechanismus der einzige ist, so wird man erwarten, daß der Schwellwert proportional ist zu $(\frac{v_1}{D} \cdot \frac{v_2}{D})^{\frac{1}{2}}$, wobei v_1 und v_2 die Gruppengeschwindigkeiten der entstehenden Wellen sind. Die aus

diesen sehr einfachen Überlegungen gewonnenen Ergebnisse werden durch exaktere Rechnungen auch bestätigt[14].

IV.1.3 Parametrische Wellenanregung im inhomogenen Plasma

Bei der Betrachtung des inhomogenen Plasmas gehen wir der Einfachheit halber von einem linearen Dichteanstieg aus. Die Situation ist dann so, wie in der folgenden Skizze schematisch dargestellt:

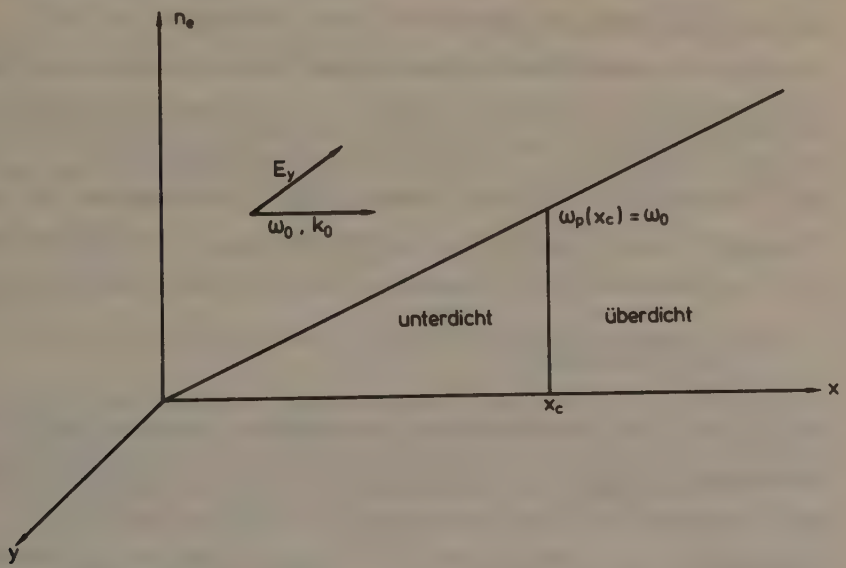


Abb. 19 Schematische Darstellung des Einfalls einer ebenen Welle auf ein inhomogenes Plasma

Die einfallende Welle durchläuft bis zur kritische Dichte n_c an der Stelle x_c den gesamten unterdichten Teil des Plasmas, in dem die verschiedenen Möglichkeiten der parametrischen Wellenanregung gegeben sind. Die Bedingung

für die Phasenanpassung ist jetzt nicht mehr im gesamten Plasma erfüllt, sondern nur noch in einem je nach Steilheit des Dichtegradienten sehr engen Bereich. Die entstehenden Wellen verlassen relativ schnell das Gebiet, in dem die Phasenanpassung erfüllt ist. Das führt zu einem ähnlichen Energieverlust, wie er in dem obigen Beispiel der homogenen aber endlichen Plasmaschicht angedeutet wurde. Wir können also erwarten, daß in einem inhomogenen Plasma die Schwellwerte höher liegen. Das wird besonders zutreffen für den Fall der Rückstreuinstabilitäten, da in diesem Fall die Wellen die kritische Zone am schnellsten verlassen.

Betrachten wir jetzt die vier erwähnten Instabilitäten im einzelnen. Das Problem der parametrischen Anregung einer Langmuir- und einer ionenakustischen Welle ist von Flick und Perkins[15] theoretisch eingehend behandelt worden.

Sie diskutieren den Fall, daß die elektromagnetische Welle senkrecht auf das Plasma fällt, das wie in Bild 19 einen Dichtegradienten in x-Richtung besitzen soll. Das elektrische Feld ist homogen und seine Polarisation ist in y-Richtung

$$\underline{E} = E_0 \, \underline{y} \sin \omega_0 t$$

Das ist auch in den am Plasmaresonator durchgeführten Experimenten der Fall. Die entstehenden Plasmawellen breiten sich dann parallel zur Polarisationsrichtung aus. Die Autoren erhalten als Ergebnis, daß die Zerfallsinstabilität bei Vorhandensein eines Dichtegradienten in eine konvektive Instabilität übergeht. In diesem Fall laufen die lokal angeregten Plasmawellen aus dem Erzeugungsgebiet hera bevor die Amplituden sehr hohe Werte erreicht haben. Für diesen Fall geben Flick und Perkins folgenden Schwellwert an

$$\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{n_e k T_e} \simeq \frac{1.6 \, A \, (1 + 3 \frac{T_i}{T_e})}{k_y L} \left(\frac{\gamma_i}{\omega_i}\right)^{\frac{1}{2}} + 3.2 \, \frac{\gamma_i}{\omega_i} \, \frac{\gamma_L}{\omega_0} \qquad (30)$$

Wie bei konvektiven Instabilitäten üblich, ist auch hier als Schwellwert das elektrische Feld genommen, das zu einem Anwachsen der Amplitude um einen Faktor

e^A führt, wobei $A \simeq 5$ genommen wird. L ist dabei die Längenskala der Dichteänderung

$$L = \left(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx}\right)^{-1}$$

Vernünftigerweise geht der Schwellwert für große $k_y \cdot L$ also für sehr fläche Dichtegradienten in den Schwellwert für ein homogenes Plasma über. Für steile Dichteänderungen kann der Schwellwert nur noch bestimmt werden durch die Größe der Inhomogenität. Da er außerdem umgekehrt proportional zu k_y ist, muß man erwarten, daß hohe Frequenzen zuerst instabil werden.

Auch für die oszillierende Zweistrominstabilität tritt eine Änderung im Schwellwert ein. Von den oben genannten Autoren wird folgender Ausdruck angegeben:

$$\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{n_e k T_e} \simeq 2\left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \frac{1}{k_y L} + 4\left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \frac{\gamma_e}{\omega_0} \qquad (31)$$

Auch diese Beziehung geht für fläche Gradienten in den homogenen Fall über.

Betrachten wir zum Schluß noch die Raman- und Brillouinstreuung. Für den ersten Fall wird folgende Beziehung genannt, wobei wieder das Verhältnis von Oszillationsgeschwindigkeit zu Lichtgeschwindigkeit genommen wird[16]:

$$\frac{v_0^2}{c^2} \simeq \frac{1}{k_y \cdot L}$$

Für die Brillouinrückstreuung ergibt sich ein etwas anderer Ausdruck[16]

$$\frac{v_0^2}{c_2} \simeq \frac{3}{2} \frac{v_{th}^2}{c^2} \frac{1}{k_y \cdot L} \qquad \text{oder}$$

$$\frac{v_0^2}{v_{th}^2} \simeq \frac{3}{2} \frac{1}{k_y \cdot L} \qquad (32)$$

Dabei ist v_{th} wieder die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen.

IV.2 Experimentelle Ergebnisse zur Anregung parametrischer Instabilitäten im Plasma

Die Untersuchungen zur Anregung parametrischer Instabilitäten wurden an der vorher beschriebenen Gleichstromentladung durchgeführt. Als Sender wurde ein C-Bandverstärkerklystron benutzt, dessen maximale Leistung etwa 1.5 kW beträgt und dessen Frequenz zwischen 4 und 5 GHz verändert werden kann. Zum Empfang der verschiedenen Spektren wurden zwei Methoden angewandt. Einmal wurde für das hochfrequente Signal ein Hohlleiterstück außerhalb des Resonators über das Entladungsrohr geschoben, und für das niederfrequente Signal wurde ein kapazitiver Ring ebenfalls außerhalb des Resonators um die Entladung gelegt. Zum zweiten wurden koaxiale Empfangsantennen direkt in die Entladung eingebracht. Beide Methoden führen zu identischen Ergebnissen.

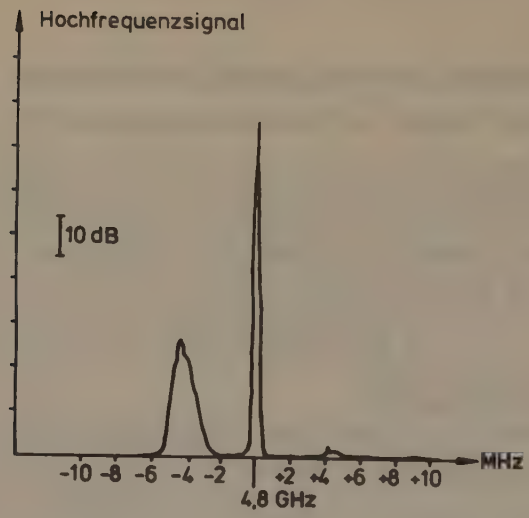
IV.2.1 Frequenzspektrum und Schwellwert

Bei den in der Entladung verwendeten Parametern ($p \simeq 2.10^{-2}$ Torr, $J \simeq 550$ mA) kann man die theoretischen Schwellwerte für die einzelnen Instabilitäten einfach abschätzen. Dabei zeigt sich, daß für die Ramanrückstreuung unter den gegebenen Bedingungen eine Schwellwertfeldstärke von mehreren 100 $\frac{kv}{cm}$ notwendig wäre, sodaß diese Möglichkeit von vornherein ausgeschlossen sein dürfte. Für die Brillouinrückstreuung ergibt sich, daß die Feldstärke auch noch größer als 2,2 $\frac{kv}{cm}$ sein muß; ein Wert, der mit den zur Verfügung stehenden Mitteln auch nicht erreicht werden kann. Es bleibt damit zur Betrachtung nur noch die Möglichkeit der parametrischen Anregung von Langmuirwellen und ionenakustischen Wellen übrig.

Sehen wir uns daraufhin den Schwellwert für diese Instabilität noch einmal an.

Die benötigte Feldstärke ist proportional zu k_y^{-1}, der Wellenzahl für die parametrisch angeregten Langmuir- und ionenakustischen Wellen. Das bedeutet, daß die hohen Frequenzen zuerst instabil werden. Die Tatsache, daß die Wellenzahl der Pumpwelle k_0 Null ist, zwingt den möglichen Frequenzen der parametrisch erregten Plasmawellen eine zusätzliche Bedingung auf. Einfache Rechnungen zeigen, daß für die ionenakustischen Wellen eine absolut höchste Frequenz existiert, die nur von dem Atomgewicht der verwendeten Gassorte und von der Pumpfrequenz ω_0 abhängt.
Für unseren Fall (Argon, f_0 = 4.8 GHz) liegt diese Frequenz etwa bei 6.4 MH_z. Diese Frequenzgrenze wird durch das Experiment bestätigt. Abb. 22 zeigt ein solches typisches Zerfallsspektrum. In Abb. 22a ist das hochfrequente Signal und in Abb. 22b das niederfrequente Signal dargestellt. Daß die oben angegebene Frequenzgrenze nicht überschritten wird, ist dabei leicht zu erkennen. Auch sieht man deutlich, daß im wesentlichen die hohen Frequenzen instabil werden.

Berechnet man für die im Experiment vorliegende Situation die zur Überschreitung des Schwellwertes mindestens benötigte Feldstärke, so erhält man etwa 750 $\frac{V}{cm}$. Dieser Wert liegt um mehr als eine Größenordnung über dem Schwellwert für ein homogenes Plasma; er ist also durch die Inhomogenität der Entladung bestimmt. Um diesen Wert experimentell zu prüfen, wurde die Anordnung auf Resonanz eingestellt und dann die Leistung des Verstärkerklystrans variiert. Im nächsten Bild ist die Höhe des Seitenbandspektrums gegen die Klystronleistung aufgetragen. Dabei beobachtet man ein steiles schwellwertiges Ansteigen des Seitenbandes oberhalb einer Leistung von 550 W. Bei der vorliegenden Feldüberhöhung um einen Faktor 7 bis 8 erhält man Feldstärken zwischen 600 $\frac{V}{cm}$ und 680 $\frac{V}{cm}$.
Diese Werte bestätigen den theoretisch berechneten Schwellwert recht gut, zumal, wenn man die Unsicherheiten in der Dichtemessung und der Bestimmung der Feld-



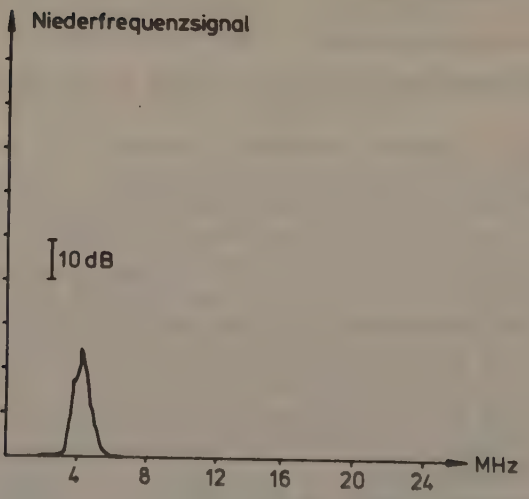


Abb. 22 Hochfrequenzspektrum (22a) und Niederfrequenzspektrum (22b)

überhöhung berücksichtigt. Dazu kommt noch die Ungenauigkeit in dem zugrunde liegenden theoretischen Modell, das einen linearen Dichteanstieg voraussetzt.

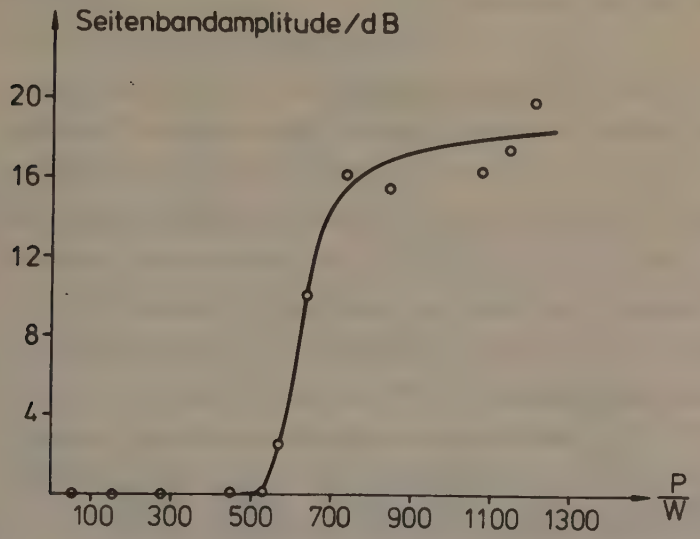


Abb. 23 Höhe des hochfrequenten Seitenbandes in Abhängigkeit der Leistung

IV.2.2 Einfluß des Dichtegradienten

Wenn die Plasmainhomogenität tatsächlich im wesentlichen den Schwellwert bestimmt, so sollte es möglich sein, durch einfaches Erhöhen des Dichtegradienten, ein Oberschreiten des Schwellwertes zu verhindern. Das läßt sich sehr leicht durch Vergrößern des Entladungsstromes erreichen. Bei festgehaltener Leistung wurde der Entladungsstrom variiert und dabei beobachtet, wie sich die Stärke des entstehenden hochfrequenten Signals verändert. Das Ergebnis ist in Abbildung 24 dargestellt.

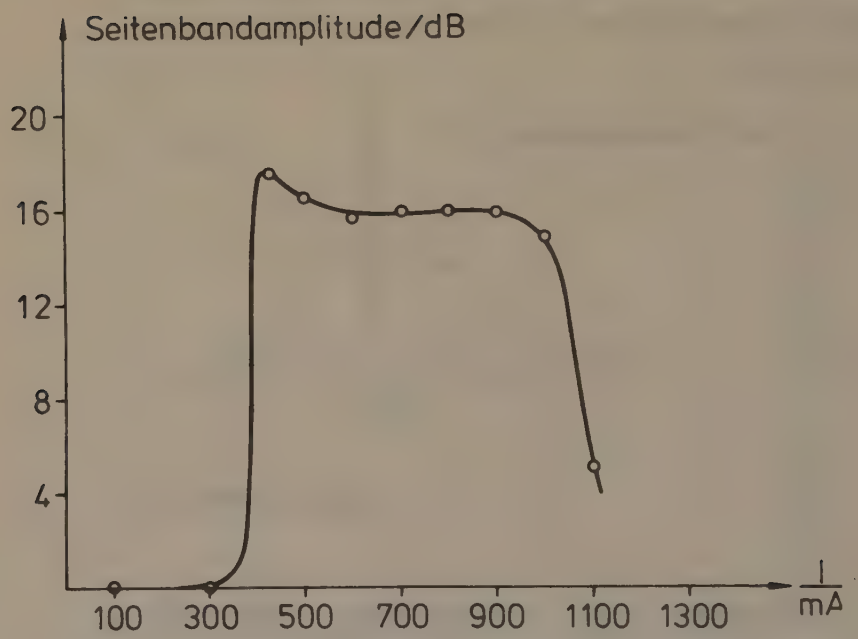


Abb. 24 Seitenbandamplitude in Abhängigkeit vom Entladungsstrom

Die Seitenbandfrequenzen treten erst oberhalb eines bestimmten Entladungsstromes auf. Dieses Verhalten ist auch zu erwarten, da erst eine Plasmadichte erreicht werden muß, die etwas oberhalb der cutoff Dichte liegen muß, da zum ersten der diskutierte Prozeß eine Plasmafrequenz verlangt, die in der Nähe der Mikrowellenfrequenz liegt und zum anderen muß das Plasma überdicht sein, damit sich die Resonanz und mit ihr die Feldüberhöhung einstellen kann. Nach Abb. 24 ist der minimal erforderliche Entladungsstrom etwa 450 mA. Aus Abb. 15 läßt sich die dazu gehörige Elektronendichte ermitteln. Sie liegt bei etwa $3 \cdot 10^{11} cm^{-3}$. Für die verwendete Mikrowellenfrequenz beträgt die cutoff Dichte etwa $2.7 \cdot 10^{11}\ cm^{-3}$. Das vorliegende Plasma ist demnach überdicht.

Da der Schwellwert hier wegen des flacheren Dichtegradienten etwas niedriger ist, reicht auch eine etwas geringere Feldüberhöhung aus. Damit muß auch gerechnet werden, da wegen der relativ großen Durchlässigkeit der nicht allzu überdichten Plasmasäule die Güte des Resonators und damit die Feldüberhöhung nicht sehr hoch sein werden.
Oberhalb dieser Mindestelektronendichte ändert sich die Höhe der Seitenbandamplituden in einem bestimmten Strombereich kaum. Zwar wird der Schwellwert wegen der steiler werdenden Dichtegradienten immer höher, aber es lassen sich mit wachsender Dichte auch immer höhere Güten erzielen. Erst oberhalb einer bestimmten Elektronendichte, die einem Entladungsstrom $J > 1000mA$ entspricht, reicht die Feldstärke zur Oberwindung des Schwellwertes nicht mehr aus. Ein abruptes Verschwinden der Seitenbänder ist die Folge. Dieses Verhalten ist in Abb. 24 sehr schön zu beobachten. Ähnliche Beobachtungen konnten auch in anderen experimentellen Anordnungen gemacht werden.

IV.2.3 Einfluß der Plasmawellen auf die Dämpfung elektromagnetischer Wellen

Am Ende dieses Kapitels sollen noch einige Bemerkungen darüber gemacht werden, welchen Einfluß die parametrisch im Plasma angeregten Plasmawellen auf die Dämpfung einer elektromagnetischen Welle haben. Eine direkte Messung eventuell anormal hoher Absorption, z.B. durch Gütemessungen bei hohen Leistungen war nicht möglich, da für diese Leistungen eine Einwegleitung in dem verwendeten Frequenzbereich nicht zur Verfügung stand. Wie solche Messungen im Prinzip durchgeführt werden können, ist im Anhang kurz dargestellt worden.
Um vielleicht dennoch Aussagen, wenn auch nur qualitativer Natur, zu erhalten, wurde folgendes Experiment durchgeführt (Abb. 25).

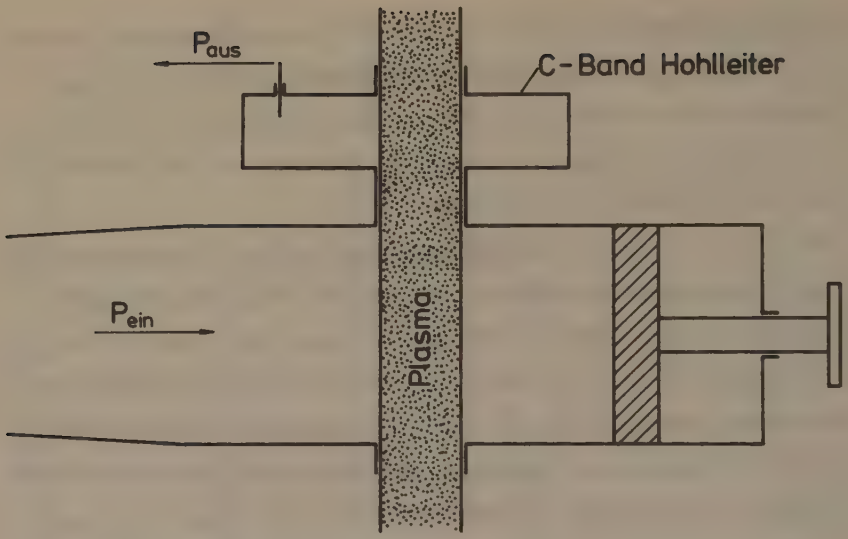


Abb. 25 Anordnung zur Dämpfungsmessung bei der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma, in dem parametrisch Plasmawellen angeregt wurden.

Oberhalb des Resonators wurde, verbunden über ein rundes enges Metallrohr, ein C-Bandhohlleiterstück angebracht. Bei Vorhandensein eines überdichten Plasmas kann sich durch das Metallrohr eine elektromagnetische Welle in Form einer koaxialen Mode ausbreiten, die dann in dem Hohlleiterstück empfangen wird. Der Kurzschlußschieber wurde dazu einmal auf Resonanz eingestellt, sodaß die Nebenfrequenzen deutlich ausgebildet waren. Dann wurde die Leistung des Verstärkerklystrons langsam reduziert, indem die Dämpfung des Ansteuerklystrons vergrößert wurde. Gemessen wurde jeweils die abgegebene Leistung des Klystrons und der Teil der Leistung, der durch das koaxiale System in den oben angebrachten Hohlleiter eingekoppelt wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 26 dargestellt.

In der oberen Kurve (26a) ist einfach die abgegebene Leistung des Verstärkerklystrons gegen die Dämpfung des Ansteuerklystrons aufgetragen, und in der unteren Kurve (26b) ist der dazugehörige Teil der übergekoppelten Leistung dargestellt.

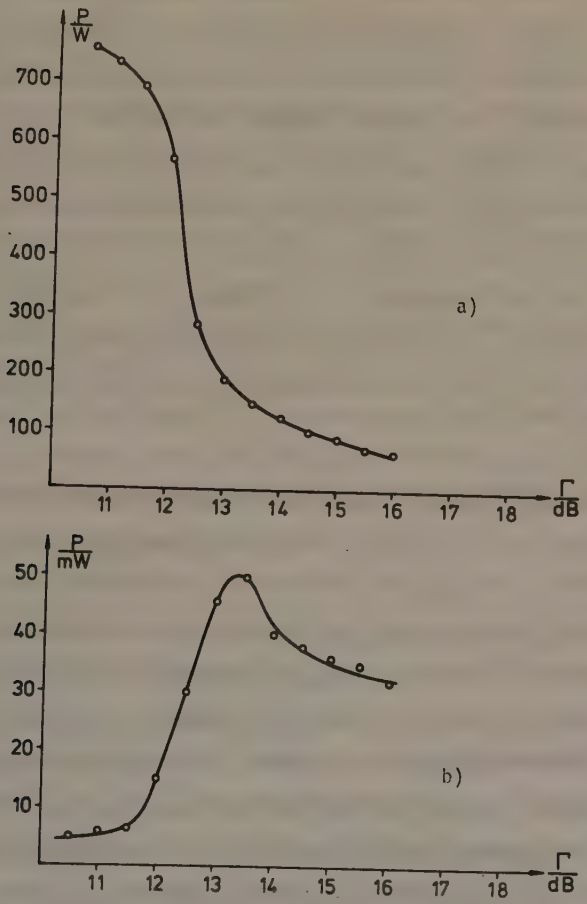


Abb. 26 P_{ein} und P_{aus} in Abhängigkeit von der Dämpfung Γ des Ansteuerklystrons
Zur Erklärung von P_{ein} und P_{aus} siehe Abb. 25

Bild 26a zeigt deutlich einen einfachen abfallenden Verlauf, wie es die Charakteristik des Verstärkerklystrons verlangt. Aus 26b läßt sich entnehmen, daß bei relativ hoher angebotener Leistung nur sehr wenig in den oberen Hohlleiter gekoppelt wird. Unterhalb einer bestimmten Leistung ($\simeq$ 550W) steigt das Signal steil an, um dann bei weiterer Leistungsverminderung, ähnlich der oberen Kurve allmählich abzufallen. Die Grenze, oberhalb derer sehr viel Mirkowellenleistung in das Hohlleiterstück übergekoppelt wird, fällt direkt mit dem Verschwinden der Seitenbänder zusammen. Bestimmt man daraus den Schwellwert für die parametrische Anregung von Plasmawellen, so erhält man genau denselben Wert wie vorher, wo das Auftauchen der Seitenbandfrequenzen als Indiz für das Überschreiten des Schwellwertes genommen wurde. Deshalb liegt die Vermutung nahe, daß das Vorhandensein der Plasmawellen zu einer starken Dämpfung der Mikrowelle in der koaxialen Anordnung zwischen Resonator und Hohlleiter führt, so daß trotz hoher angebotener Leistung nur sehr wenig übergekoppelt wird.

Abschließend zu dem Kapitel über die parametrische Anregung von Plasmawellen kann gesagt werden, daß in sehr stark inhomogenen Plasmen,wie sie sehr häufig in Laborexperimenten vorliegen, der Schwellwert im wesentlichen bestimmt wird durch die Größe des Dichtegradienten und nicht durch die Dämpfungsraten der entstehenden Plasmawellen. Obwohl wegen der Inhomogenität lokal die Bedingung für die Phasenanpassung eigentlich immer gewährleistet ist, kann die Steilheit des Dichtegradienten den Schwellwert so anheben, daß er bei gegebenen experimentellen Bedingungen nicht mehr überschritten werden kann. Das Vorhandensein der parametrisch angeregten Plasmawellen scheint zu einer verstärkten Dämpfung einer sich im Plasma ausbreitenden elektromagnetischen Welle zu führen.

V. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit konnte die theoretisch vorhergesagte Resonanz unter verschiedenen experimentellen Gegebenheiten bestätigt werden. Es zeigte sich, daß in jedem Falle beinahe eine vollständige Absorption der angebotenen Mikrowellenleistung eintrat. Weiter konnte nachgewiesen werden, daß es sich tatsächlich um Absorption handelt und nicht um andere Verlustmechanismen. Ober eine einfache Abschätzung der Resonanzgüte ließ sich sicherstellen, daß die überdichte Plasmasäule tatsächlich das bei weitem am stärksten absorbierende Element der Resonanzanordnungist. Bezüglich der Parameterabhängigkeit liefern die Experimente vernünftige und sinnvolle Ergebnisse. Die von den Modellrechnungen vorhergesagte Feldüberhöhung und die Feldverteilung im Resonator ließ sich experimentell sehr schön bestätigen. Obwohl das verwendete Modell einer ebenen inhomogenen Plasmaschicht eine relativ grobe Näherung darstellt, ist auch die quantive Obereinstimmung mit der theoretischen Feldüberhöhung recht gut. Das gilt besonders dann, wenn die Feldstärke nicht direkt mit einer kapazitiven Sonde im Hohlleiter gemessen wird, sonder indirekt aus der gemessenen Güte der Resonanz berechnet wird.

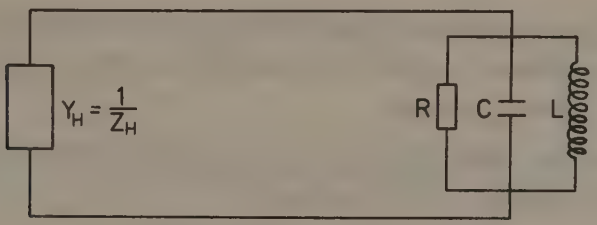
Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Möglichkeit der Anregung parametrischer Instabilitäten im Plasma. Dabei wurde als theoretische Grundlage das Modell des inhomogenen Plasmas verwendet, wie es in der Arbeit von Flick und Perkins ausgeführt ist. Es zeigte sich, daß einfache Schwellwertabschätzungen die Möglichkeiten auf die parametrische Anregung von Plasmawellen eingrenzen. Der theoretisch für diese Instabilität angegebene Schwellwert konnte im Experiment gut bestätigt werden. Auch die Vorhersage, daß unter den gegebenen experimentellen Bedingung der Schwellwert um mehr als eine Größenordnung über dem des homogenen Plasmas liegt und fast vollkommen durch die Steilheit des Dichtegradienten bestimmt ist, konnte gut verifiziert werden.

Es ist bereits darauf hingewiesen worden, daß aus technischen Gründen eine direkte quantitative Messung einer erhöhten Absorption bei Vorhandensein der parametrisch angeregten Plasmawellen nicht möglich war. Dennoch wurde ein Experiment durchgeführt, das indirekt einen gewissen Aufschluß über das Problem geben kann. Es zeigte sich, daß das Vorhandensein von Plasmawellen offensichtlich zu einer erheblich verstärkten Dämpfung einer sich im Plasma ausbreitenden elektromagnetischen Welle führt.

Genaue quantitative Messungen könnten bei Vervollkommnung der technischen Gegebenheiten des Experiments über einfache Gütemessungen der beschriebenen Resonanz durchgeführt werden.

VI. Anhang

Im folgenden soll kurz skizziert werden, wie man in der diskutierten Resonanzanordnung aus der leicht zu messenden Güte Q_g und der daraus zu bestimmenden Größe Q_0 Aufschluß über eine eventuell erhöhte Absorption aufgrund parametrisch angeregter Plasmawellen erhalten kann.
Dazu geht man von einem einfachen Ersatzschaltbild des Resonantors aus, wie es Gültigkeit hat für einen Resonator als Leitungsabschluß in der Nähe der Resonanz. Die Resonanzanordnung kann dargestellt werden durch ein an eine Leitung mit dem Wellenwiderstand Z_H angekoppelten Parallelschwingkreis.



Die Verluste des Resonators werden zusammengefaßt in dem ohmschen Widerstand R. Wie vorher gezeigt wurde, sind das im wesentlichen die Verluste im Plasma, da weder die Abstrahlung noch die Wandverluste in den Metallwänden eine besonders große Rolle spielen sollten.
Nach 8) besteht zwischen den Güten Q_g und Q_0 un dem Widerstand R folgenden Zusammenhang in der Resonanz

$$Q_g = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} + \frac{R}{Q_0 Z_H}} \quad \text{oder}$$

$$Q_g = \frac{Q_0}{1 + \frac{R}{Z_H}} \qquad (1)$$

Für den Wellenwiderstand Z_H des Hohlleiters bei der verwendeten H_{10}-Mode gilt die Beziehung

$$Z_H = \frac{Z_0}{(1 - (\frac{\lambda_0}{2a})^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (2)$$

mit Z_0 377 als Wellenwiderstand des Vakuums. Damit erhält man für R die Beziehung

$$R = \frac{Z_0}{(1 - (\frac{\lambda_0}{2a})^2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{Q_0}{Q_g} - 1 \right) \qquad (3)$$

Die Größe Z_H läßt sich aus der Mikrowellenfrequenz und den Dimensionen des Hohlleiters einfach berechnen. Die Bestimmung der Größen Q_g und Q_0 ist in III5 beschrieben worden.
Als Test wurde der Widerstand R für kleine Leistungen in Abhängigkeit der normierten Plasmadichte ω_p^2/ω^2 bestimmt.
Das Ergebnis ist in der Abbildung A1 dargestellt.

Wie für ein schwach ionisiertes Plasma zu erwarten, nimmt der Widerstand mit wachsender Elektronendichte ab. Um den Anteil der parametrisch angeregten Plasmawellen an den Verlusten zu bestimmen, müßte dieser Widerstand noch einmal mit Leistungen oberhalb der benötigten Schwellwerte gemessen werden. Dabei muß allerdings sichergestellt werden, daß die Dichteverteilung des Plasmas durch die Mikrowelle nicht verändert wird.

Bei genauer Kenntnis der Dichteverteilung und der Verteilung der elektrischen Feldstärke könnte man über die Leitfähigkeit des Plasmas Aufschluß über die Stoßfrequenz erhalten und über ihre Änderung bei Anregung von Plasmawellen.

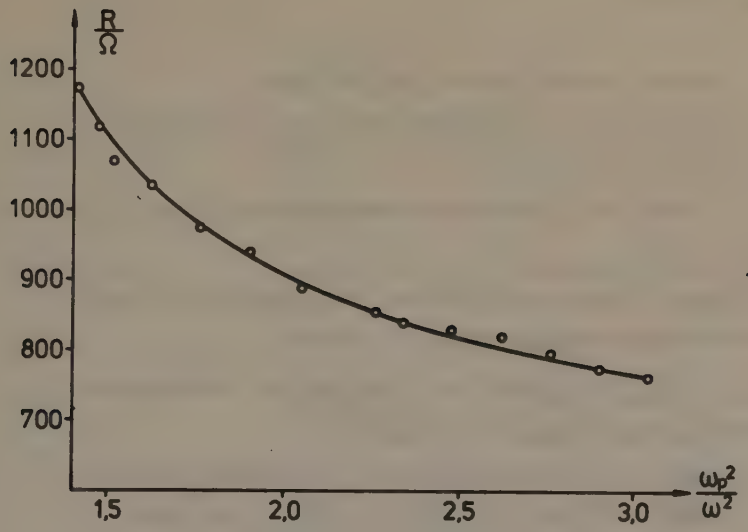


Abb. A1: Widerstand R als Funktion der normierten Plasmadichte

VII. Literatur

1) B. Kampmann, Verhandl. DPG (VI) 10, 285 (1975)

2) M.A. Heald, C.B. Wharton "Plasma Diagnostics with Microwaves", J. Wiley New York (1965)

3) J.P. French, G.G. Cloutier, M.P. Bachynski, Can. J. Phys. 39, 1273 (1961)

4) H. Mayer, "Physik dünner Schichten", Wissenschaftliche Verlagsanstalt M.B.H Stuttgart (1950)

5) A.C. Hewson, "An Introduction to the Theory of Electromagnetic Waves", Longman Group LTD London (197o)

6) Die numerischen Rechnungen wurden von B. Kampmann ausgeführt

7) H. Ikegami, Jap. Journal of Applied Physics 7, 634 (1968)

8) A. Frieser, "Mikrowellenmeßtechnik", Akademie Verlag Berlin (1965)
H. Meinke, F. W. Gundlach "Taschenbuch der Hochfrequenztechnik", Springer Verlag Berlin (1968)

9) D. DuBois, M. Goldman, Phys. Rev. 164, 207 (1967)

10) K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan 24, 1152 (1968)

11) C.N. Lashmore-Davies, Plasma Physics 17, 281 (1975)

12) E.A. Jackson, Phys. Rev. 153, 235 (1967)

13) J.F. Drake, P. W. Kaw, Y. C. Lee, G. Schmidt, C.S. Liu, M.N. Rosenbluth, The Physics of Fluids 17, 778 (1974)

14) D. Pesne, G. Laval, R. Pellat, Phys. Rev. Lett. 31, 203 (1973)

15) F. W. Flick, J. Perkins, Phys. of Fluids 14, 2012 (1971)

16) C. S. Liu, Advances in Plasma Physics 6, John Wiley New York (1976)

Lebenslauf

27. 1. 1949	geboren in Steinbergkirche/Flensburg
1955	Umzug nach Herne
1955 - 1959	Besuch der evang. Volksschule in Herne
1959	Wechsel zur städt. Realschule für Jungen
1965	Erlangung der mittleren Reife und Eintritt in das math. nat. Jungengymnasium in Herne
1967	Abitur und Beginn des Physikstudiums an der Universität Münster
1969	Vordiplom und Wechsel an die Ruhr-Universität Bochum
1973	Beendigung des Physikstudiums mit dem Diplom. Seit 1. 7. 1973 Wiss. Angestellter am Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum.